



Titre: Optimisation d'un magnétomètre à haute sensibilité à base de
Title: magnéto-impédance géante (MIG)

Auteur: Basile Dufay
Author:

Date: 2012

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Dufay, B. (2012). Optimisation d'un magnétomètre à haute sensibilité à base de
Citation: magnéto-impédance géante (MIG) [Thèse de doctorat, École Polytechnique de
Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/783/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/783/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** David Ménard, Christophe Dolabdjian, & Sébastien Saez
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

OPTIMISATION D'UN MAGNÉTOMÈTRE À HAUTE SENSIBILITÉ À BASE DE
MAGNÉTO-IMPÉDANCE GÉANTE (MIG)

BASILE DUFAY
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ
DOCTOR
(GÉNIE PHYSIQUE)
FÉVRIER 2012

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

OPTIMISATION D'UN MAGNÉTOMÈTRE À HAUTE SENSIBILITÉ À BASE DE
MAGNÉTO-IMPÉDANCE GÉANTE (MIG)

présentée par : DUFAY Basile

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. DARRASSE Luc, Docteur-Ingénieur en Sciences, président

M. MÉNARD David, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. DOLABDJIAN Christophe, Doctorat, membre et codirecteur de recherche

M. SAEZ Sébastien, Docteur-Ingénieur en Sciences, membre et codirecteur de recherche (encadreur)

M. SIROIS Frédéric, Ph.D., membre

M. YONNET Jean-Paul, Docteur ès Sciences, membre

M. BARANDIARAN Jose Manel, Docteur, membre

À Carole,
À mes amis,
À mes parents. . .

Remerciements

Cette thèse a été réalisée en cotutelle entre l'*Université de Caen/Basse-Normandie* (Laboratoire GREYC) et l'*École Polytechnique de Montréal* (Laboratoire de Magnétisme). Mes différents séjours au sein des deux établissements de rattachement furent des expériences très riches, tant scientifiquement qu'humainement. C'est pourquoi je tiens tout d'abord à exprimer ma gratitude envers mes directeurs de thèse, CHRISTOPHE DOLABDJIAN (GREYC) et DAVID MÉNARD (Polytechnique Montréal), pour m'avoir donné l'occasion de réaliser cette cotutelle de thèse. Je voudrais également souligner leur rigueur scientifique et la qualité de leur accompagnement, qui m'ont permis de mener mes travaux de recherche dans les meilleures conditions.

J'ai à cœur de remercier chaleureusement mon co-encadrant, SÉBASTIEN SAEZ (GREYC), avec qui j'ai eu l'occasion de partager un même bureau, un appartement montréalais, de nombreux déjeuners, de vastes et enrichissantes discussions, et sans doute plus encore. La pertinence de ses conseils, la rigueur de son suivi ainsi que ses grandes qualités humaines ont été essentielles à l'accomplissement de mon travail de thèse.

Je remercie également le professeur ARTHUR YELON (Polytechnique Montréal) pour ses remarques pertinentes sur les différentes étapes de mes travaux ainsi que pour son soutien financier. Sur ce point, je me dois également de remercier le programme *Frontenac* de la coopération Franco-Québécoise, qui a pris en charge une partie des mes missions à Montréal.

Je tiens à remercier CHRISTIAN LACROIX et LOUIS-PHILIPPE CARIGNAN pour leur aide précieuse lors des mesures VSM et FMR, ainsi que tous mes autres collègues étudiants du Laboratoire de Magnétisme, pour leur accueil et pour avoir grandement contribué à la richesse de mes séjours québécois. Dans le désordre : SAMUEL LAMBER-MILOT, ÉLYSE ADAM, GABRIEL MONETTE, SALAH HADJ-MESSAOUD, NIMA NATEGHI, DJAMEL SEDDAOUI, etc.

Je remercie également tous mes collègues et amis avec qui j'ai partagé une partie de cette thèse. Au premier rang desquels HUGO DESCUBES et OLIVIER MARESCHAL, pour leur amitié. S'y joignent également NICOLE DELAMOTTE, sans qui la vie du laboratoire serait bien moins gaie, de même que nos techniciens, SYLVAIN LEBARGY et JULIEN GASNIER, pour la qualité de leur travail et leur flexibilité face à nos « caprices ». Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des membres de l'équipe électronique du GREYC qui contribuent au plaisir de venir y travailler : Corentin J., Matthieu D., Rimond H., Jean-Marc R., Bruno G., Gilles A., Christophe C., Didier R., Pierre L., Chantal G., Laurence M., Maria T., Dalal F., Stéphane F., Marc L. et les autres.

Enfin, je tiens à remercier ma compagne, Carole, pour le bonheur qu'elle m'apporte et

pour son soutien inconditionnel malgré les sacrifices que lui auront coûté l'accomplissement de ce travail.

Résumé

L'effet magnéto-impédant géant (MIG) traduit la forte variation de l'impédance d'un conducteur ferromagnétique soumis à une variation de champ magnétique externe.

L'objectif de ce travail de thèse est l'optimisation des performances en bruit d'un magnétomètre à MIG. Ces dernières limitent ultimement le plus petit champ magnétique mesurable.

Ainsi, nous présentons l'étude des propriétés physiques du matériau permettant d'évaluer la sensibilité propre de l'élément sensible à l'aide d'un modèle simplifié. L'originalité de cette étude réside dans la prise en compte de la sensibilité exprimée en V/T , liée à l'amplitude d'excitation optimale, comme critère de performance.

Afin d'accroître encore cette sensibilité, les dispositifs MIG sont associés à une bobine de capture. La réponse en champ du quadripôle ainsi constitué est modélisée. La capacité parasite de la bobine, identifiée comme un facteur limitant, implique alors une fréquence d'excitation optimale propre à chaque élément sensible.

Finalement, une modélisation globale des performances en bruit, intégrant de plus le conditionnement électronique, est développée. Celle-ci permet de prédire et d'analyser les performances en fonction des conditions de mise en œuvre, notamment vis-à-vis du type de démodulation. Ces résultats valident l'intérêt de la structure quadripôle et apportent un éclairage important sur le choix du point de fonctionnement en champ statique du capteur.

Ce travail permet alors de réaliser un magnétomètre optimisé. Il affiche des performances très honorables avec un niveau de bruit équivalent en champ inférieur à $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc.

Abstract

The Giant MagnetoImpedance (GMI) effect reflects the strong dependence of the electrical impedance of a ferromagnetic conductor submitted to an external applied magnetic field.

The main objective of this thesis consists in increasing the noise performance of GMI-based magnetometers, since it ultimately limits the lower magnetic field which can be detected.

We thus present a study of the material's physical properties, which allows us to evaluate the proper sensitivity of a sensing element, using a simplified model. The originality of this study lies in the consideration of the sensitivity in units of V/T, which is linked to the optimum excitation current amplitude and frequency, as a criterion of performance.

In order to further increase the sensitivity, GMI devices are associated to a detection coil. The field response of the two-port network thus obtained is modeled. The parasitic capacitance, identified as a limiting factor, thus implies an optimum excitation frequency associated to each devices.

Finally, a complete model of the noise performances, including the electronic conditioning, is developed. It allows us to predict and analyze the performances associated to different electronic conditioning, particularly in relation to the demodulation approach. Those results validate the usefulness of the two-port network structure and shed a new light on the choice of the optimal static field operating point of the sensor.

This work thus leads to the design of an optimized magnetometer, exhibiting excellent performances, notably an equivalent noise level lower than $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ in white noise region.

Table des matières

Dédicace	iii
Remerciements	iv
Résumé	vi
Abstract	vii
Table des matières	viii
Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xii
Liste des annexes	xviii
Liste des symboles	xix
Introduction	1
Chapitre 1 État de l’art des capteurs MIG et principe de conception	6
1.1 Définition de la MIG	7
1.2 Application à la magnétométrie	11
1.2.1 Mise en œuvre d’un dispositif à MIG	11
1.2.2 Caractéristiques et critères de performance d’un magnétomètre	17
1.2.3 État de l’art des mises en œuvre de capteur à MIG	18
1.3 Modélisation de la MIG	22
1.3.1 Position d’équilibre statique	24
1.3.2 Résolution des équations dynamiques	25
1.3.3 Performances intrinsèques des dispositifs MIG	29
1.4 Motivations et enjeux actuels	33
Chapitre 2 Caractérisation du matériau sensible	35
2.1 Modèle simplifié de la sensibilité	36
2.2 Description des moyens de caractérisation des matériaux	39
2.2.1 Échantillons MIG	39

2.2.2	Magnétométrie à échantillon vibrant	42
2.2.3	Mesure de la résonance ferromagnétique	46
2.2.4	Mesure de la sensibilité aux variations de champ magnétique	49
2.3	Propriétés physiques mesurées des échantillons	52
2.4	Sensibilité théorique et mesurée	55
2.5	Reproductibilité des mesures MIG	61
2.5.1	Tension mécanique et sensibilité intrinsèque	61
2.5.2	Prise en compte de l'amplitude du courant d'excitation	65
2.6	Conclusion	68
Chapitre 3	Modélisation de la structure MIG-bobine	72
3.1	Matrice impédance électrique	73
3.2	Validation du comportement en champ	76
3.2.1	Ajustement des paramètres du micro-fil dans le modèle	77
3.2.2	Résultats	77
3.2.3	Conclusion	79
3.3	Prise en compte de la capacité parasite du bobinage	82
3.3.1	Modélisation électrique de la capacité parasite	84
3.3.2	Validation comportementale	87
3.4	Conclusion et optimisation de la bobine	92
Chapitre 4	Optimisation du conditionnement électronique du capteur MIG	97
4.1	Modélisation de la chaîne de mesure	98
4.1.1	Bruit d'origine magnétique	99
4.1.2	Expression du signal et du bruit en sortie de capteur	101
4.1.3	Expression du signal et du bruit en entrée de l'étage de démodulation	105
4.1.4	Comportement de l'étage de détection	106
4.1.5	Expression générale du bruit en sortie de chaîne de mesure	110
4.1.6	Cas d'un fonctionnement MIG non-linéaire	112
4.2	Validation du modèle de bruit	115
4.2.1	Description du montage et modèle de bruit associé	115
4.2.2	Résultats	121
4.3	Modèle de bruit global de la chaîne de mesure	129
Chapitre 5	Mise en œuvre d'un magnétomètre à MIG	134
5.1	Optimisation de la chaîne directe	134
5.1.1	Description	134

5.1.2	Caractérisation	142
5.2	Mise en œuvre et évaluation des performances du magnétomètre	145
5.2.1	Conception	145
5.2.2	Performances	146
	Conclusion générale	152
	Références	156
	Annexes	165

Liste des tableaux

TABLEAU 1.1	Synthèse de performances de dispositifs à MIG obtenues par les différentes équipes de recherche du domaine.	20
TABLEAU 2.1	Description des différents échantillons MIG étudiés.	41
TABLEAU 2.2	Propriétés physiques mesurées de chaque échantillon.	54
TABLEAU 2.3	Sensibilité en tension maximale, S_{v-max} , obtenue pour chaque échantillon de 1,5 cm de long, avec les conditions de mise en œuvre optimales correspondantes. Les valeurs de S_{v-max} en italique indiquent que le courant d'excitation optimal n'a pas pu être atteint (car supérieur à 10 mA).	57
TABLEAU 4.1	Expressions des termes du quadripôle générique.	100
TABLEAU 4.2	Sources de bruit équivalentes en tension, apparaissant en sortie du capteur, induites par les fluctuations thermiques du quadripôle Q . Les sources de bruit e_{MIG} et e_{BOB} dépendent des parties résistives du quadripôle.	105
TABLEAU 4.3	Synthèse des coefficients de démodulation en fonction des différents types de détecteurs présentés.	111
TABLEAU 4.4	Caractéristiques utilisées pour l'évaluation théorique des performances en bruit.	132
TABLEAU 5.1	Densités spectrales de bruit en zone de bruit blanc des différents amplificateurs utilisés dans le montage étudié.	139
TABLEAU 5.2	Comparaison des performances des magnétomètres mis en œuvre avec celles d'un magnétomètre commercial.	150

Liste des figures

FIGURE 0.1	Comparaison des niveaux de bruit en champ de différents capteurs magnétiques.	3
FIGURE 0.2	Illustration des différents domaines d'application.	3
FIGURE 1.1	Illustration de l'effet Magneto-Impédant Géant (MIG).	6
FIGURE 1.2	Représentation de la géométrie du système et des grandeurs intervenant dans l'effet MIG.	8
FIGURE 1.3	Schéma-bloc d'un système asservi en champ. Il est à noter que B_{ext} , B_{cr} et ϵ_b sont des grandeurs magnétiques tandis que V_s et ϵ_v sont des grandeurs électriques.	12
FIGURE 1.4	Représentation du quadripôle à MIG.	17
FIGURE 1.5	Module de l'impédance d'un micro-fil amorphe à base de Co typiques.	19
FIGURE 1.6	Repère utilisé pour la description du système.	25
FIGURE 1.7	Énergie du système, U_0 , normalisée par H_k en fonction de l'angle θ_M pour différentes valeurs de H_z (de $-3H_k$ à $3H_k$).	26
FIGURE 1.8	Variation de l'angle θ_M de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique axial appliqué, H_z , pour différentes valeurs du champ statique circonférentiel, H_φ	27
FIGURE 1.9	Exemple de variation des parties réelles et imaginaires de l'élément ζ_{zz} du tenseur d'impédance de surface en fonction du champ magnétique axial appliqué, H_z	30
FIGURE 2.1	Module de l'impédance d'un micro-fil MIG en fonction du champ magnétique appliqué.	37
FIGURE 2.2	Schéma de principe d'un magnétomètre à échantillon vibrant.	43
FIGURE 2.3	Boucles d'aimantation de l'échantillon a1 pour des champs magnétiques appliqués parallèlement et perpendiculairement à l'axe du micro-fil.	44
FIGURE 2.4	Détermination du degré de la loi d'approche à la saturation à partir de la courbe d'aimantation de l'échantillon a1 mesurée au VSM.	46
FIGURE 2.5	Schéma de principe du banc de mesure de résonance ferromagnétique.	48
FIGURE 2.6	Spectre d'absorption par résonance ferromagnétique de l'échantillon a1 pour un champ magnétique appliqué parallèlement à son axe ($\theta_H = 0$). L'évaluation de H_r , H_{ar} et ΔH est illustrée.	48

FIGURE 2.7	Module de l'impédance de l'échantillon a1 en fonction du champ magnétique appliqué pour différents courants de polarisation statique I_{dc} .	50
FIGURE 2.8	Schéma de principe du banc de mesure MIG permettant d'obtenir les courbes d'impédance en fonction du champ magnétique.	50
FIGURE 2.9	Schéma de principe du banc de mesure de l'effet MIG à courant d'excitation constant.	52
FIGURE 2.10	Valeur de l'aimantation à saturation de chaque échantillon suivant la méthode d'évaluation considérée.	55
FIGURE 2.11	Comportement de la sensibilité en tension maximale de chaque échantillon en fonction de l'amplitude du courant d'excitation, pour une fréquence de 3 MHz.	56
FIGURE 2.12	Comparaison des sensibilités intrinsèques et en tension de chaque échantillon mesurées à une fréquence d'excitation de 3 MHz.	58
FIGURE 2.13	Comparaison entre les sensibilités en tension maximales, S_{v-max} , mesurées et théoriques, exprimées en kV/T/m, pour une fréquence d'excitation de 10 MHz.	60
FIGURE 2.14	Sensibilités théoriques (traits pleins) et expérimentales (symboles) ultimes de chaque échantillon en fonction de la fréquence de travail exprimée en kV/T/m.	62
FIGURE 2.15	Allure du module de l'impédance en fonction du champ pour différentes tensions mécaniques, σ , subies par l'échantillon.	63
FIGURE 2.16	Sensibilité intrinsèque maximale, $S_{\Omega-max}$, à 1 MHz, en fonction de la tension mécanique, σ , subie par l'échantillon (pour un courant de polarisation statique, I_{dc} , optimal).	64
FIGURE 2.17	Évolution de la tension apparaissant aux bornes de l'échantillon MIG en fonction du champ magnétique appliqué pour différents courants d'excitation.	66
FIGURE 2.18	Influence de la tension mécanique axiale, σ , sur la sensibilité, S_v , à 1 MHz en fonction de l'amplitude du courant d'excitation, I_{ac} . Les échantillons sont de type a1.	67
FIGURE 2.19	Sensibilité maximale, S_{v-max} , à 1 MHz obtenue au courant d'excitation optimal en fonction de la tension mécanique subie par l'échantillon. .	67
FIGURE 2.20	Sensibilité maximale en fonction du courant d'excitation pour différentes fréquences de travail.	68

FIGURE 2.21	Évolution des valeurs expérimentales et théoriques du courant d'excitation optimal à 1 MHz en fonction de la contrainte en tension appliquée à l'échantillon.	69
FIGURE 3.1	Exemple de dispositif, (a), mettant en œuvre un bobinage couplé à l'échantillon MIG. Il peut être représenté par son schéma électrique, (b), ou par son modèle quadripôle équivalent, (c), faisant apparaître les grandeurs électriques, v_{fil} , v_{bob} , i_{fil} et i_{bob} , à considérer.	74
FIGURE 3.2	Évolution, en fonction de l'aimantation à saturation, M_s , et de la résistivité, ρ , de l'amplitude des pics d'impédance maximale des termes ξ_{zz} et $\xi_{\varphi z}$ du tenseur d'impédance de surface.	74
FIGURE 3.3	Représentation de la géométrie de l'élément sensible MIG-Bobine et des grandeurs intervenant dans les équations.	75
FIGURE 3.4	Parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{11} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué pour différents courants de polarisation statique I_{dc} et soumis à une excitation de fréquence $f_p = 1$ MHz.	78
FIGURE 3.5	Parties réelle et imaginaire des éléments Z_{21} ou Z_{12} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué, pour différents courants de polarisation statique I_{dc} , et soumis à une excitation de fréquence f_p de 1 MHz.	80
FIGURE 3.6	Parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{22} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué pour différents courants de polarisation statique I_{dc} et soumis une excitation de fréquence $f_p = 1$ MHz.	81
FIGURE 3.7	Évolution de la sensibilité intrinsèque du terme Z_{21} en fonction de la fréquence d'excitation, f_p , pour différents nombres de tours de bobinage, N	83
FIGURE 3.8	Parties réelles et parties imaginaires de l'élément Z_{21} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué, H , suivant le nombre de couches (ou combinaison de couches) de bobinage considéré.	85
FIGURE 3.9	Modification du quadripôle MIG-bobine, $[Z]$, par la prise en compte de la capacité propre, C_p , du bobinage (a), et son nouveau quadripôle, $[Z']$, équivalent (b).	86

FIGURE 3.10	Évolution théorique des parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{21} de la matrice impédance en fonction du champ pour différentes valeurs de capacité parasite, C_p	87
FIGURE 3.11	Prise en compte des effets capacitifs parasites par le modèle.	88
FIGURE 3.12	Évolution de la sensibilité $\frac{\partial Z_{21}}{\partial H}$ maximale en fonction de la fréquence d'excitation f_p pour différents nombres de tours de bobinage, N	91
FIGURE 3.13	Comparaison entre modèle (traits plein) et mesure (symboles) des parties réelles et imaginaires des différents éléments de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué.	93
FIGURE 3.14	Sensibilité intrinsèque maximale du terme Z_{21} en fonction du nombre de tours de bobinage, N , pour trois fréquences d'excitation, f_p , différentes.	95
FIGURE 3.15	Sensibilité intrinsèque maximale du terme Z_{21} en fonction de la capacité propre, C_p , pour différents nombre de tours du bobinage.	96
FIGURE 4.1	Synoptique de la chaîne de mesure.	98
FIGURE 4.2	Évaluation du transfert en champ à basse fréquence de la bobine de capture.	102
FIGURE 4.3	Présentation des différents types de détecteurs.	107
FIGURE 4.4	Gain permettant de déterminer le niveau de bruit équivalent en champ des différentes sources de bruit (bruit d'amplitude, k_a^2/k_b^2 , bruit de phase, k_θ^2/k_b^2 , et bruit en bande étroite, k_{en}^2/k_b^2) des différents types de démodulateurs considérés.	113
FIGURE 4.5	Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour valider le modèle de bruit.	116
FIGURE 4.6	Densités spectrales de bruit en tension à basse fréquence et autour de la porteuse en sortie des générateurs d'excitation.	118
FIGURE 4.7	Partie réelle, partie imaginaire et module des termes Z_{ij} de la matrice impédance en fonction de l'induction magnétique appliquée pour trois courant de polarisation statique.	122
FIGURE 4.8	Densités spectrales totales de tension de bruit, en zone de bruit blanc, ramenées en sortie de capteur, à $\Delta f = \pm 10$ kHz de la porteuse, f_p , pour chaque configuration, \mathcal{X}	123
FIGURE 4.9	Densité spectrale en zone de bruit blanc théorique (traits pleins) et mesuré (points), exprimé en sortie de capteur, en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_{g1} , de $1 V_p$	125

FIGURE 4.10	Transfert en champ après démodulation théorique (traits pleins) et mesurée (symboles), exprimées en sortie de capteur, en V/T , en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_{g1} , de $1 V_p$	126
FIGURE 4.11	Densités spectrales de bruit blanc équivalent en champ théoriques (traits pleins) et mesurées (symboles), exprimées en sortie de capteur, en T/\sqrt{Hz} , en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de $1 V_p$	127
FIGURE 4.12	Densité spectrale de bruit blanc équivalent en champ théorique (traits pleins et surfaces) et mesurée (symboles) exprimée en sortie de capteur, en T/\sqrt{Hz} , en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_{g1} , de $1 V_p$	130
FIGURE 4.13	Évaluation théorique du bruit équivalent en champ du système mis en œuvre à partir des caractéristiques du matériau MIG et du modèle de bruit de la chaîne de conditionnement.	133
FIGURE 5.1	Schéma de la chaîne de mesure optimisée.	136
FIGURE 5.2	Facteur de démodulation du détecteur crête à diode en fonction de l'amplitude de la porteuse pour diverses tensions de pré-polarisation statique.	136
FIGURE 5.3	Caractéristiques Z_{ij} et $S_{\Omega_{ij}}$ de la matrice impédance de l'échantillon de référence pour une fréquence d'excitation, f_p , de $1 MHz$. Seules les courbes de sensibilité intrinsèque obtenues pour $I_{dc} = 6 mA$ sont représentées.	137
FIGURE 5.4	Sensibilité en champ, S_v (en V/T), de la chaîne de mesure optimisée en fonction du point de fonctionnement en champ B_p , pour une amplitude d'excitation $V_g = 10 V_p$ (correspondant à un courant d'excitation de $13 mA$).	143
FIGURE 5.5	Niveau de bruit équivalent en champ attendu (en T/\sqrt{Hz}) en fonction du point de fonctionnement en champ B_p , pour une amplitude d'excitation $V_g = 10 V_p$ (correspondant à un courant d'excitation de $13 mA$).	143
FIGURE 5.6	Détail des contributions de chacune des sources de bruit présentes dans la chaîne de mesure, exprimées en sortie de chaîne après démodulation, en fonction du point de fonctionnement en champ.	144

FIGURE 5.7	Densités spectrales de bruit en sortie de chaîne (à gauche) et équivalente en champ exprimée en sortie de capteur (à droite) mesurées pour des amplitudes d'excitation $V_g = 10, 7, 5$ et $3, 75$ Vp.	146
FIGURE 5.8	Schéma électrique du magnétomètre.	147
FIGURE 5.9	Fonction de transfert (a) et niveau de bruit équivalent en champ (b) du magnétomètre MIG réalisé, pour les deux types de bobine de contre-réaction utilisés.	148
FIGURE 5.10	Évaluation du slew-rate du magnétomètre dans le cas de l'utilisation d'une bobine de contre-réaction externe (a) ou de la bobine de détection (b).	151
FIGURE A.1	Illustration du banc de mesure MIG permettant d'obtenir les courbes d'impédance en fonction du champ magnétique. Cette illustration correspond au schéma de principe donné en figure 2.8.	165
FIGURE B.1	Illustration d'un élément sensible typique câblé sur son porte-échantillon.	166
FIGURE C.1	Illustration du circuit électronique du magnétomètre optimisé réalisé. Le schéma de ce montage est donné en figure 5.8.	167
FIGURE D.1	Chambre blindée amagnétique utilisée lors de la caractérisation des performances en bruit.	168

Liste des annexes

ANNEXE A	Caractérisation de l'impédance en régime linéaire	165
ANNEXE B	Exemple de câblage typique d'un élément sensible	166
ANNEXE C	Circuit électronique du magnétomètre	167
ANNEXE D	Chambre blindée amagnétique	168

Liste des symboles

Caractères latins

\mathcal{X} (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} ou \mathcal{D})	Désignation des différentes configurations liées à la structure quadripôle
A	Constante d'échange
a	Rayon du micro-fil MIG (m)
\vec{B}	Champ d'induction, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, (T)
B_p	Point de fonctionnement statique, $B_p = \mu_0 H_p$
b , $b(t)$	Champ d'induction petit signal autour de B_p
B_{cr}	Champ d'induction magnétique de contre-réaction (T)
B_{ext}	Champ d'induction magnétique externe (T)
b_n	Densité spectrale de bruit total équivalent en champ ($T\sqrt{Hz}$)
$b_{n\mathcal{X}}$	Densité spectrale de bruit équivalent en champ de chaque configuration \mathcal{X}
$b_{br}(t)$	Bruit d'origine magnétique
$b_{n_{br}}$	Densité spectrale de $b_{br}(t)$
$b_{br-ext}(t)$, $b_{br-MIG}(t)$	Contributions du bruit ambiant et du bruit magnétique de la MIG à $b_{br}(t)$
$b_{n_{br-ext}}(t)$, $b_{n_{br-MIG}}(t)$	Densités spectrales de $b_{br-ext}(t)$ et $b_{br-MIG}(t)$
C_{dem}	Capacité du bloqueur RC
C_{filtre}	Capacité du filtre passe-bande
C_p	Capacité parasite du bobinage
E	Champ électrique
\vec{e}	Champ électrique petit signal à l'intérieur de matériau MIG
$e_f(t)$	Bruit large bande introduit entre l'élément sensible et l'étage de démodulation
$e_g(t)$	Bruit large bande du générateur délivrant $v_g(t)$
$e_{LB}(t)$	Bruit large bande présent en entrée de démodulation
$e_{LBc}(t)$, $e_{LBs}(t)$	Composantes de $e_{LB}(t)$
$e_Q(t)$	Fluctuations thermiques du quadripôle Q
(e_n, i_n)	Modèle du bruit ramené en entrée d'un amplificateur opérationnel
e_{n_f}	Densité spectrale de $e_f(t)$
$e_{n_{f-1}}$, $e_{n_{f-2}}$	Sous-composantes de e_{n_f}
$e_{n_{LB}}$	Densité spectrale du bruit large bande $e_{LB}(t)$
$e_{n_{LB\mathcal{X}}}$	Densité spectrale du bruit large bande de chaque configuration \mathcal{X}

e_{n_Q} Densité spectrale de $e_Q(t)$
 $e_{n_{GMI}}, e_{n_{BOB}}$ Composantes de e_{n_Q} liées à la partie résistive de la MIG et de la bobine
 $e_{n_1}, e_{n_2}, e_{n_{Rg}}, i_{n_{buff}}, e_{n_{buff}}, e_{n_{R1k}}, e_{n_{R1}}, e_{n_{R2}}, e_{n_{Rf}}, e_{n_{Rpol}}, e_{n_{INA}}, i_{n_{INA}}, e_{n_{INA-S}}, e_{n_{Amp}}$
 Densités spectrales de tension de bruit associées aux différents éléments constitutifs de l'électronique de conditionnement

$e_{n_{total}}$ Densité spectrale de bruit électronique total ($V\sqrt{Hz}$)
 e_z, e_φ Composantes axiale et circonférentielle de \vec{e} , dans $(\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z)$
 e_\perp, e_\parallel Composantes perpendiculaire et parallèle de \vec{e} , dans $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$
 f Fréquence (Hz)
 f_c Fréquence de recouvrement (Hz)
 f_p Fréquence d'excitation (Hz)
 G Gain de la chaîne de démodulation
 G_{buffer} Gain de l'étage buffer
 G_{filtre} Gain du filtre passe-bande
 G_{INA} Gain de l'amplificateur d'instrumentation INA163
 g Facteur de Landé
 g_e Facteur de Landé de l'électron
 $g_X (g_A, g_B, g_C \text{ ou } g_D)$... Transfert courant vers champ de la bobine de détection en basse fréquence

\hbar Constante de Planck
 \vec{h} Champ magnétique petit signal à l'intérieur de matériau MIG
 h_z, h_φ Composantes axiale et circonférentielle de \vec{h} , dans $(\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z)$
 h_\perp, h_\parallel Composantes perpendiculaire et parallèle de \vec{h} , dans $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$
 \vec{H} Champ magnétique quasi-statique (A/m)
 H_z Champ magnétique quasi-statique axial
 H_p Point de fonctionnement en champ statique
 $h, h(t)$ Variation de champ magnétique petit signal autour de H_p
 \vec{H}_k Champ d'anisotropie
 H_φ Champ statique circonférentiel
 H_{int} Champ magnétique interne
 \vec{H}_{eff} Champ magnétique effectif
 $\vec{H}_{eff-0}, \vec{h}_{eff}$ Composante statique et dynamique petit signal de \vec{H}_{eff}
 H_{pk} Position en champ de Z_{pk}
 H_{coer} Champ coercitif
 H_c Champ critique
 H_r Champ de résonance RFM

H_{ar}	Champ d'anti-résonance RFM
$i_{ac}(t)$	Courant circulant dans l'élément MIG
I_{ac}	Amplitude de $i_{ac}(t)$ (A)
I_{ac-opt}	Amplitude optimale de $i_{ac}(t)$
I_{dc}	Courant de polarisation statique (A)
i_{fil}	Courant parcourant le fil du quadripôle à MIG
i_{bob}	Courant parcourant la bobine de détection du quadripôle à MIG
$i_{det}(t)$	Bruit de courant de l'étage de détection
i_{ndet}	Densité spectrale de $i_{det}(t)$
$j = \sqrt{-1}$	Unité imaginaire
J_0, J_1	Fonctions de Bessel de première espèce
J	Densité de courant
$K(\omega)$	Gain globale de la chaîne de détection avant démodulation
k	Vecteur d'onde
k_B	Constante de Boltzmann
k_N	Mode non-magnétique du vecteur d'onde
k_M	Mode magnétique du vecteur d'onde
$k_b, k_\alpha, k_\theta, k_{en}$	Facteurs de démodulation vis-à-vis du signal modulant, du bruit d'amplitude, du bruit de phase et du bruit large bande
l	Longueur du micro-fil MIG (m)
l_c	Longueur de la bobine de détection
\vec{M}	Aimantation du matériau
M_s	Aimantation à saturation
\vec{M}_0, \vec{m}	Composante statique et dynamique petit signal de \vec{M}
\vec{m}_{vsm}	Moment magnétique mesuré au VSM
m	Indice indiquant le rang de l'harmonique
\vec{n}	Vecteur unitaire normal à la surface du fil
N_\perp, N_\parallel	Facteurs de désaimantation perpendiculaire et parallèle
N	Nombre de tours de la bobine de détection
$(\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z)$	Système de coordonnées cylindriques où \vec{n}_z correspond l'axe du micro-fil
\vec{n}_k	Vecteur unitaire dans la direction facile de l'anisotropie
\vec{n}_M	Vecteur unitaire dans la direction de \vec{M}
$(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$	Système de coordonnées cylindriques modifié où $\vec{n}_\parallel = \vec{n}_M$
$P_{BandeLatérale}$	Densité spectrale de puissance de la bande latérale
$P_{Porteuse}$	Densité spectrale de puissance de la porteuse
$[Q]$	Matrice du quadripôle équivalent

Q_{ij}	Éléments de $[Q]$
Q_{ijp}, q_{ij}	Composantes statiques et sensibilité en champ de chaque Q_{ij}
$Q_{ij,s}, q_{ij,s}$	Composantes statiques et sensibilité en champ de chaque Q_{ij} à l'harmonique de rang s
R	Partie réelle (résistance) de Z
R_1, R_2	Résistance du montage à AOP de l'étage buffer
R_{bias}	Résistance d'injection du courant de polarisation statique
R_{cr}	Résistance de la boucle de contre-réaction
R_{dc}	Résistance continue du micro-fil MIG (Ω)
R_{dem}	Résistance du bloqueur RC
R_g	Résistance d'injection
S_v	Sensibilité en tension (V/T)
$\widetilde{S_v}$	Sensibilité en tension théorique
S_{v-max}	Sensibilité en tension maximale
S_Ω	Sensibilité intrinsèque (Ω /T)
$S_{\Omega-max}$	Maximum de S_Ω
$S_{\Omega_{11}}, S_{\Omega_{12}}, S_{\Omega_{21}}, S_{\Omega_{22}}$	Sensibilité intrinsèque des différents Z_{ij} (V/T)
s_i, s_o	Sélecteur de configuration de la structure quadripôle
t	Temps (s)
T_{emp}	Température (K)
T_d	Transfert en champ de la chaîne directe
T_r	Transfert en champ de la chaîne de retour
\underline{T}	Transfert en champ complexe
$T_{\mathcal{X}}$	Transfert en champ de chaque configuration \mathcal{X}
T	Module de \underline{T}
θ_T	Argument de \underline{T}
T_p	Valeur de T au point de fonctionnement statique
U_0	Densité d'énergie libre
$v_{ac}(t)$	Tension apparaissant aux bornes de l'élément MIG
V_{ac}	Amplitude de $v_{ac}(t)$ (V)
$v_g(t)$	Tension délivrée par le générateur d'excitation
V_g, V_{gm}	Amplitude du fondamental de v_g et de ses harmoniques m
v_{fil}	Tension aux bornes du fil du quadripôle à MIG
v_{bob}	Tension aux bornes de la bobine de détection du quadripôle à MIG
v_{nj}	Densité spectrale du bruit de Johnson de l'élément MIG
$v_A(t)$	Signal démodulant

V_A, V_{A_m}	Amplitude du fondamental de v_A et de ses harmoniques m
$v_e(t)$	Tension en entrée de l'étage de démodulation
$v_s(t)$	Signal en sortie de démodulation
$v_x(t)$	Tension en sortie de l'élément sensible
V_s	Tension de sortie du magnétomètre (V)
V_{ol}	Volume de l'échantillon MIG (m^3)
X	Partie imaginaire (réactance) de Z
Z	Impédance électrique (Ω)
Z_M	Mode magnétique de l'impédance de surface
Z_N	Mode non-magnétique de l'impédance de surface
Z_{pk}	Maximum de Z
Z_{ref}	Valeur de référence de Z
ΔZ	Variation de Z autour de Z_{ref}
Z_{max}	$Z_{max} = Z_{pk}$
$[Z]$	Matrice impédance du quadripôle MIG
Z_{ij} (Z_{11}, Z_{12}, Z_{21} ou Z_{22})	Éléments de $[Z]$
$[Z']$	Matrice impédance modifiée intégrant la capacité parasite C_p

Caractères grecs

α	Paramètre d'amortissement phénoménologique de Gilbert
$\alpha_A(t)$	Bruit d'amplitude du signal démodulant
α_{n_A}	Densité spectrale du bruit d'amplitude du signal démodulant
$\alpha_g(t)$	Bruit d'amplitude du générateur d'excitation
α_{n_g}	Densité spectrale de $\alpha_g(t)$
$\alpha'_g(t)$	Bruit d'amplitude équivalent du générateur d'excitation en présence de distorsion
β	Degré de la loi d'approche à la saturation
γ	Facteur gyromagnétique
γ_e	Facteur gyromagnétique de l'électron
δ	Profondeur de pénétration
δ_{min}	Minimum de la profondeur de pénétration
ΔH	Largeur du pic de résonance RFM
ΔT	Variations de T autour de T_p
$\Delta \theta_T$	Variations de θ_T autour de θ_{T_p}
ϵ_b, ϵ_v	Erreur entre B_{ext} et B_{cr} en champ (T) et en tension (V)
$[\zeta_s]$	Tenseur d'impédance de surface

$\zeta_{zz}, \zeta_{\varphi z}, \zeta_{z\varphi}, \zeta_{\varphi\varphi}$	Éléments de $[\zeta_s]$
$\theta_A(t)$	Bruit de phase du signal démodulant
θ_{n_A}	Densité spectrale du bruit de phase du signal démodulant
$\theta_g(t)$	Bruit de phase du générateur d'excitation
θ_{n_g}	Densité spectrale de $\theta_g(t)$
θ_H	Angle de \vec{H} par rapport à l'axe du micro-fil
θ_k	Angle de la direction du champ d'anisotropie \vec{H}_k avec l'axe du micro-fil
θ_M	Angle de la direction de l'aimantation statique \vec{M}_0 avec l'axe du micro-fil
θ_{T_p}	Valeur de θ_T au point de fonctionnement statique
λ	Constante de magnétostriction
μ	Perméabilité magnétique
μ_B	Magnéton de Bohr
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
μ_M	Perméabilité magnétique transverse
χ_i (χ_\perp ou χ_\parallel)	Susceptibilité magnétique (perpendiculaire ou parallèle)
χ_0	Susceptibilité magnétique intrinsèque isotrope
ρ	Résistivité ($\Omega.m$)
σ	Tension mécanique (MPa)
φ_{g_m}	Phase de l'harmonique m de v_g
ϕ, ϕ_m	Phase du fondamental ($m = 1$) ou de l'harmonique m de v_A
ξ	Rapport des fonctions de Bessel, J_0/J_1
ω ($= 2\pi f$)	Pulsation (rad/s)
ω_c	Pulsation de recouvrement
ω_p	Pulsation d'excitation (rad/s)
ω_{res}	Pulsation de résonance ferromagnétique

Introduction

Les magnétomètres font de plus en plus partie de notre vie quotidienne et sont maintenant largement utilisés dans un grand nombre d'objets et d'applications. Pour n'en citer que quelques-uns, cela va du compas magnétique, intégré à chaque nouveau smartphone, à la lecture de l'information stockée dans les disques durs en passant par la détection du point mort haut sur le volant moteur d'une voiture. Tous ces magnétomètres ont pour vocation de détecter et/ou mesurer un simple champ magnétique, ce dernier pouvant être produit par une source ou par un corps d'épreuve permettant la mesure d'une autre grandeur (un courant électrique, une position, un angle, un bit, etc.).

La thèse défendue dans ce mémoire s'inscrit dans ce domaine, et plus particulièrement dans l'étude et la mesure des champs magnétiques à basse fréquence et de très faible amplitude, c'est-à-dire en magnétométrie dite à très haute sensibilité. C'est un domaine pluridisciplinaire, plus globalement intégré dans celui de l'instrumentation, à la frontière entre le génie physique et le génie électrique.

Comme toute chaîne d'instrumentation, un magnétomètre est principalement constitué d'un capteur, l'élément physique qui transforme la variation de grandeur magnétique en une variation de grandeur électrique, d'un conditionneur, chargé de récupérer le signal utile de la grandeur électrique et de maintenir le capteur dans un mode de fonctionnement optimal, et parfois d'une unité de traitement du signal chargée de mettre en forme la sortie du conditionneur. Le capteur peut être basé sur des principes physiques variés (les phénomènes d'induction, l'effet Hall, l'effet magnéto-résistif, etc.). Le conditionneur, quant à lui, est adapté au type de capteur utilisé. Nous nous intéressons ici aux dispositifs à Magnéto-Impédance Géante (MIG).

Plusieurs caractéristiques permettent de définir les performances d'un magnétomètre, l'importance de chacune d'entre-elles dépendant du champ d'application visé :

- la sensibilité, qui traduit les variations du signal de sortie par rapport aux variations du signal d'entrée,
- la bande passante, qui définit la gamme de fréquences dans laquelle le magnétomètre est utilisable,
- la dynamique, qui est le rapport entre la plus grande et la plus petite amplitude efficace mesurable,
- la résolution spatiale, qui est la distance limite de distinction de deux sources magnétiques séparées,
- la densité spectrale de bruit équivalente en champ, qui traduit les fluctuations aléatoires

de la chaîne de mesure, exprimée en entrée, et qui fixe la plus petite variation mesurable par le système.

Cette dernière permet de quantifier l'incertitude de mesure du magnétomètre et facilite les comparaisons entre capteurs ; elle est alors exprimée en T (Tesla) dans une bande passante de 1 Hz, ou plus précisément en $T/\sqrt{\text{Hz}}$ comme illustré sur la figure 0.1. Nous nous intéresserons principalement à cet indicateur dans la suite. Ici nous pouvons citer l'exemple des magnétomètres à SQUID à haute température critique faisant office de figure emblématique de la magnétométrie à haute sensibilité. Comme nous le voyons sur la figure 0.1, ces dispositifs sont parmi les moins bruyants. Néanmoins, ils souffrent de certaines lacunes pouvant limiter leur utilisation, notamment la nécessité de recourir à des moyens cryogéniques ou encore une résolution spatiale dégradée due aux difficultés de mise en œuvre de la cryogénie et à l'utilisation d'une grande surface de capture pour accroître la sensibilité [1].

L'un des enjeux majeurs de la magnétométrie à très haute sensibilité est la réalisation d'un magnétomètre affichant un niveau de bruit comparable à celui des SQUID, avoisinant les $\text{sub-pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz, mais fonctionnant à température ambiante dans une large bande passante et possédant une résolution spatiale inférieure au mm^3 . Ces spécifications ouvrent sur un large champ d'applications, comme illustré sur la figure 0.2. Cette thèse contribue à la poursuite de cet objectif par la mise en œuvre et l'optimisation de dispositifs à MIG.

Des travaux antérieurs [2, 3, 4] ont permis de révéler le fort potentiel de la MIG pour la magnétométrie à haute sensibilité. Néanmoins, les performances actuelles semblent limitées par la mise en œuvre de l'électronique de conditionnement et restent relativement éloignées de celles attendues en théorie [5]. De plus, une large part des travaux traitant de la magnéto-impédance géante ne considère pas la chaîne de mesure dans son intégralité et n'intègre pas les performances en bruit en tant que facteur de mérite. À titre d'exemple, il en résulte que le critère généralement retenu pour qualifier les matériaux MIG n'est pas pertinent dans l'optique de réaliser un magnétomètre à très haute sensibilité.

Ces constatations ont permis d'articuler le travail de thèse autour de trois grands volets interdépendants sur lesquels s'appuie la structure de ce mémoire de thèse.

Dans le premier chapitre, nous commençons par rappeler la phénoménologie de la magnéto-impédance géante ainsi que sa mise en œuvre dans le cadre de la magnétométrie à haute sensibilité. Cette partie a pour vocation de s'assurer que l'essentiel des principes de la magnétométrie à base de matériau MIG, nécessaire à la compréhension du travail de thèse, soit exposé. Nous y présentons également l'état de l'art actuel sur ce sujet permettant de dégager les pistes de recherche pertinentes et de justifier l'intérêt du travail de recherche.

Le second chapitre concerne le premier élément de la chaîne d'instrumentation et s'intéresse ainsi à l'optimisation du matériau du capteur MIG. L'objectif principal est de déterminer les

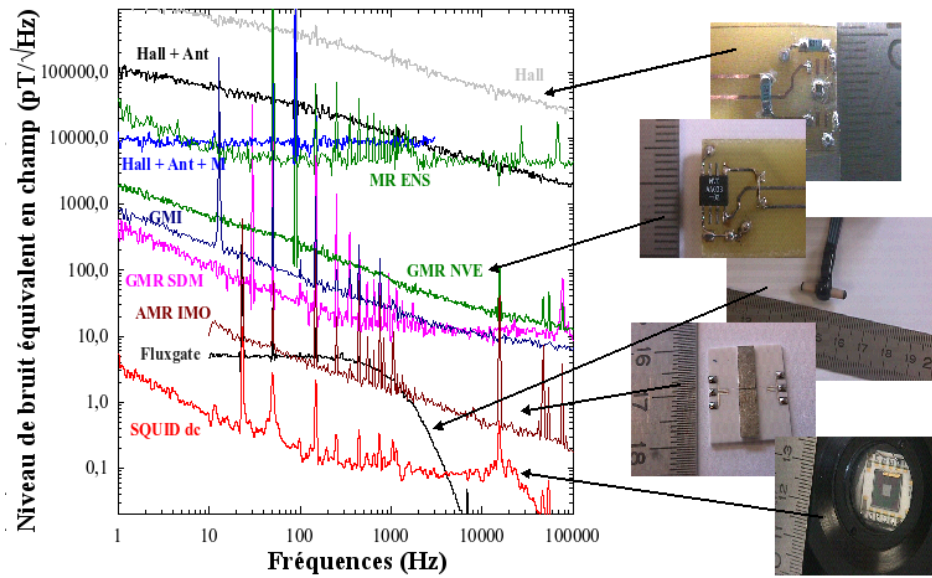


FIGURE 0.1 Comparaison des niveaux de bruit en champ de différents capteurs magnétiques [6].

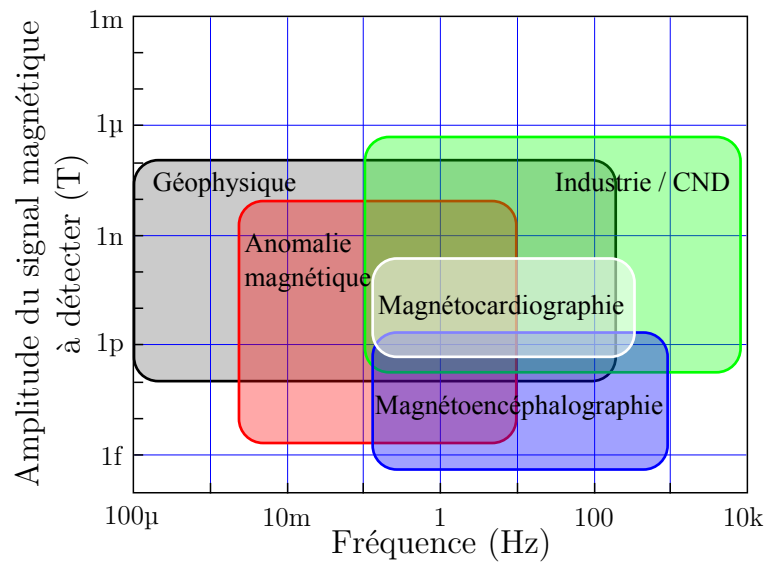


FIGURE 0.2 Illustration des différents domaines d'application [7].

propriétés physiques permettant d'accroître la sensibilité en champ, qui est le critère identifié comme pertinent à la réalisation d'un magnétomètre performant [8, 9]. Pour ce faire, nous exposons l'étude systématique d'une série de différents échantillons MIG filaires, de compositions chimiques et de techniques de fabrication variées, provenant des différentes équipes de recherche travaillant sur le sujet. L'analyse de ces différents micro-fils permet de mesurer les propriétés physiques intervenant dans l'effet MIG de chacun de ces matériaux. Nous nous intéressons notamment aux paramètres géométriques (longueur et diamètre), à la résistivité, à l'aimantation à saturation, à l'anisotropie, à la magnétostriction, au coefficient d'amortissement de Gilbert, etc. En parallèle, les performances en sensibilité de ces échantillons sont mesurées à l'aide d'un banc de caractérisation dédié. Ces mesures sont confrontées à un travail autour d'une modélisation simple de la sensibilité MIG [9]. Ceci permet alors d'identifier les propriétés physiques ayant un effet sur les paramètres utiles à la réalisation d'un magnétomètre. À la vue de ces résultats, des solutions d'optimisation peuvent être envisagées.

Le troisième chapitre concerne l'évolution du dipôle MIG usuel vers une structure quadripôle qui apparaît lorsque les dispositifs MIG sont associés à une bobine de capture. L'emploi de cette structure a pour but d'augmenter la sensibilité en champ comparée à celle du dipôle classique. Reprenant la modélisation physique de l'effet MIG exposée au premier chapitre, et en s'appuyant sur les travaux de LV. PANINA et coll. [10, 11] et L. KRAUS et coll. [12], les paramètres de la matrice impédance de ce quadripôle sont extraits. Des techniques de réalisation de ces éléments bobinés et l'utilisation d'un banc de mesure dédié à leur caractérisation expérimentale permettent de vérifier les résultats théoriques.

Ceci conduit au quatrième chapitre de ce mémoire de thèse qui concerne le conditionnement électronique du magnétomètre. Nous nous attachons ici à l'intégration du dispositif sensible (connu au travers de sa matrice impédance) dans un système complet, faisant intervenir l'électronique de mise en œuvre et de détection. Sur ces bases, et dans le même principe que le modèle de bruit développé par L. DING et coll. [5], nous étudierons les performances en bruit de l'ensemble de la chaîne de mesure. Ultimement, ces performances ne devraient plus être limitées que par les performances intrinsèques du capteur et non par celles de l'électronique de conditionnement. Pour ce faire, il est nécessaire d'identifier et de quantifier les sources de bruit intervenant dans la chaîne de mesure ainsi que d'évaluer la sensibilité globale du système en fonction des possibilités de mise en œuvre. Cette étude permet de dégager le meilleur conditionnement suivant le dispositif MIG retenu. De manière complémentaire, les limitations introduites par l'électronique de conditionnement sont susceptibles de faire évoluer les critères de performance relatifs au matériau MIG utilisé.

L'ensemble de ce travail conduit finalement à une compréhension globale de la chaîne de

mesure et à une identification de tous les éléments limitant les performances du magnétomètre final. L'étude de chacun des volets permet de mettre en évidence les interactions entre les différentes contraintes d'optimisation, tant du point de vue matériau que du point de vue conditionnement. Elle permet ainsi d'identifier les meilleures solutions de mise en œuvre d'un magnétomètre à MIG et d'en prédire les performances. Nous mettons l'accent principalement sur le niveau de bruit en champ dans l'objectif d'un magnétomètre avoisinant quelques centaines de $\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc. Le cinquième et dernier chapitre est ainsi consacré à la réalisation pratique d'un magnétomètre à MIG, optimisé d'après l'ensemble des résultats précédents, et à la caractérisation complète de ses performances, en terme de bruit, de sensibilité, de bande passante et de dynamique.

Ce manuscrit s'achève par une conclusion générale permettant de résumer les résultats principaux obtenus dans le cadre de cette thèse. Elle décrit l'originalité des contributions et présente des perspectives pour de futurs travaux.

Par son côté pluridisciplinaire, ce travail de thèse s'est effectué en cotutelle entre l'*Université de Caen Basse-Normandie* (laboratoire GREYC), pour l'aspect électronique et mise en œuvre des magnétomètres, et l'*École Polytechnique de Montréal* (Laboratoire de Magnétisme) pour l'aspect physique et matériaux.

Chapitre 1

État de l'art des capteurs MIG et principe de conception

L'effet magnéto-impédant, initialement découvert en 1930 par E. P. HARRISON et coll. [13, 14] dans des fils ferromagnétiques de Nickel Fer, traduit la variation d'impédance d'un conducteur ferromagnétique, parcouru par un courant alternatif, lorsqu'il est soumis à une variation du champ magnétique externe. Une illustration de cet effet est donnée à la figure 1.1.

Dans les années 90, K. MOHRI et coll., qui travaillaient alors sur des matériaux ferromagnétiques amorphes ultra-doux, ont mis en évidence ce phénomène dans des fils de CoFe-SiB [15, 16]. Ils observent alors des variations de la partie imaginaire de l'impédance pour des fréquences d'excitation d'une dizaine de kHz. Ils nomment ainsi ce phénomène l'effet magnéto-inductif. Ces travaux ont relancé la recherche dans ce domaine.

Avec l'accroissement de la fréquence d'excitation, l'effet de peau devient non négligeable et la densité de courant à l'intérieur du conducteur n'est plus homogène sur la section du fil. Ce phénomène entraîne une augmentation de la variation d'impédance (partie réelle et partie imaginaire) en fonction du champ magnétique, le phénomène est ici appelé effet magnéto-impédant géant (MIG) [17, 18, 19].

Ces dernières décennies, de nombreuses publications ont traité de ce sujet tant il paraît intéressant pour la réalisation de magnétomètres à hautes performances et à faible coût. Une large revue en est proposée en 2003 par M. KNOBEL et coll. [3].

Ce premier chapitre présente l'état de l'art des travaux au niveau international réalisés dans ce domaine, tant d'un point de vue de l'étude des matériaux que de celle des techniques

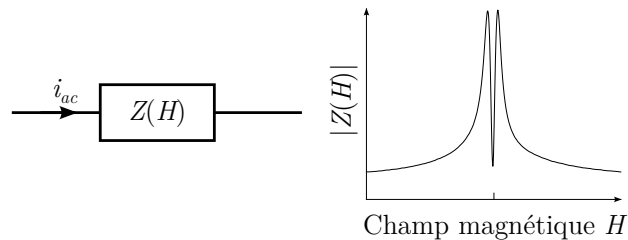


FIGURE 1.1 Illustration de l'effet Magneto-Impédant Géant (MIG).

de mises en œuvre. Ce sujet étant largement pluridisciplinaire, ce chapitre a également pour but de rendre compréhensible les travaux exposés, que ce soit à destination d'un lecteur issu du génie physique ou à destination d'un lecteur issu du génie électrique. Nous attacherons donc une attention particulière à l'introduction des concepts de base de la magnétométrie à effet MIG.

Dans une première partie, nous exposerons plus en détails la phénoménologie de la MIG et les mécanismes physiques mis en jeu. Puis, nous verrons comment l'effet MIG peut être mis en œuvre afin de réaliser un magnétomètre et nous détaillerons l'état de l'art actuel dans ce domaine. La troisième partie s'intéressera à rappeler la modélisation physique de l'effet MIG. Et enfin, nous exposerons, en dernière partie, les motivations et enjeux concernant la magnétométrie à effet MIG.

1.1 Définition de la MIG

Avant d'aborder cette section, il convient d'indiquer qu'un certain nombre d'approximations y sont utilisées afin de rendre aisément compréhensible l'effet MIG. Le lecteur éclairé trouvera une description plus rigoureuse des mécanismes régissant cet effet à la section 1.3.

Le phénomène de la magnéto-impédance désigne les variations d'impédance d'un conducteur magnétique, parcouru par un courant haute fréquence, lorsqu'il est soumis à une variation du champ magnétique statique externe. De manière générale, l'impédance complexe¹, Z , d'un dipôle électrique, en régime harmonique à la fréquence f_p , est définie par le rapport des amplitudes complexes, I_{ac} et V_{ac} , respectivement du courant², i_{ac} , le traversant et de la tension³, v_{ac} , apparaissant à ses bornes, tel que :

$$Z = R + jX = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} \quad (1.1)$$

où R et X représentent respectivement les parties réelle (résistance) et imaginaire (réactance) de l'impédance. Il convient de mentionner que cette expression n'est valable qu'en régime linéaire. Dans les matériaux MIG (généralement des ferromagnétiques doux), le comportement de v_{ac} vis-à-vis de i_{ac} peut être fortement non-linéaire [20]. Néanmoins, en maintenant une amplitude d'excitation faible, il est toujours possible de les aborder dans le cadre d'une approximation linéaire.

Dans ce travail, nous nous intéressons à des échantillons filaires, plus exactement des micro-

1. Les grandeurs que nous allons manipuler dans la suite de ce chapitre sont des grandeurs complexes. Dans un souci de lisibilité, la notation complexe de ces grandeurs sera implicite.

2. $i_{ac} = I_{ac}e^{-j2\pi f_p t}$

3. $v_{ac} = V_{ac}e^{-j2\pi f_p t}$

fil ferromagnétiques de type amorphe. L'essentiel des principes énumérés ici est cependant transposable à d'autres types de géométrie (tels les rubans, films minces, etc.).

L'effet MIG repose principalement sur un phénomène bien décrit par l'électromagnétisme classique, celui de l'effet de peau. Ce dernier désigne le fait qu'à haute fréquence, le courant n'est plus uniformément réparti à l'intérieur d'un conducteur mais tend à se concentrer à la surface. L'étude de l'effet MIG nécessite la compréhension des relations entre les champs électrique \vec{e} et magnétique \vec{h} présents à l'intérieur du matériau. Comme pour tout matériau conducteur, ces relations sont décrites par un tenseur d'impédance de surface [21], $[\zeta_s]$, de dimension 2×2 , tel que :

$$e_i = \zeta_{ij}(\vec{h} \wedge \vec{n})_j \quad (1.2)$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal à la surface du fil et orienté vers l'intérieur, et où les indices i et j désignent les composantes φ ou z en référence au système de coordonnées cylindriques illustré en figure 1.2. Ainsi,

$$\begin{pmatrix} e_\varphi \\ e_z \end{pmatrix} = [\zeta_s] \begin{pmatrix} h_\varphi \\ h_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \zeta_{\varphi z} & \zeta_{\varphi\varphi} \\ \zeta_{zz} & \zeta_{z\varphi} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} h_\varphi \\ h_z \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Traditionnellement, les échantillons MIG sont polarisés par un courant sinusoïdal, i_{ac} , comme défini précédemment, de pulsation $\omega_p = 2\pi f_p$. Ce courant fait alors apparaître une tension v_{ac} aux bornes de l'échantillon, d'amplitude V_{ac} et de même pulsation. Les grandeurs v_{ac} et i_{ac} peuvent être reliées respectivement à la composante axiale, e_z , du champ électrique et à la composante circonférentielle, h_φ , du champ magnétique, présents à la surface du conducteur, par le théorème d'Ampère. Ainsi, $i_{ac} = 2\pi a h_\varphi$, et $v_{ac} = e_z l$, pour des échantillons cylindriques où a et l sont respectivement le rayon et la longueur du conducteur avec $l \gg a$. L'impédance Z est alors donnée par :

$$Z = \frac{l}{2\pi a} \frac{e_z}{h_\varphi} = \frac{l}{2\pi a} \left(\zeta_{zz} + \zeta_{z\varphi} \frac{h_z}{h_\varphi} \right) \quad (1.4)$$

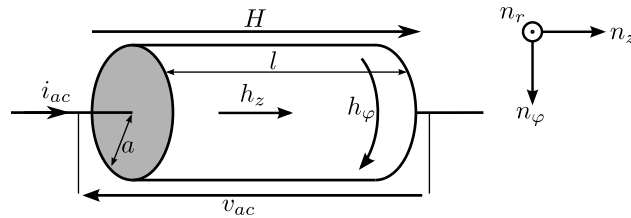


FIGURE 1.2 Représentation de la géométrie du système et des grandeurs intervenant dans l'effet MIG.

d'après la matrice impédance de surface $[\zeta_s]$ définie à l'équation (1.3). Cette expression se réduit au terme ζ_{zz} lorsque la composante axiale du champ magnétique, h_z , est nulle ou que les termes $\zeta_{z\varphi}$ et $\zeta_{\varphi z}$ du tenseur d'impédance sont nuls (ce dernier point est vérifié sous certaines conditions de symétrie). Dans cette première partie, nous ne nous intéresserons qu'au terme ζ_{zz} , qui est traditionnellement utilisé dans la modélisation de l'effet MIG. Néanmoins, la composante $\zeta_{z\varphi}$ est nécessaire pour décrire correctement l'effet MIG et est responsable des effets d'aimantation croisée intervenant dans la MIG anti-diagonale. Il est à noter que l'exploitation de tous les termes de la matrice $[\zeta_s]$ nécessite d'autres types de mise en œuvre, faisant alors intervenir les composantes circonférentielle du champ électrique et axiale du champ magnétique. Ce point sera abordé plus en détail au chapitre 3.

Les équations de Maxwell permettent d'exprimer le lien entre e_z et h_φ [21] et donc l'impédance de surface de tout matériau conducteur cylindrique :

$$\zeta_{zz} = \rho k \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (1.5)$$

où ρ est la résistivité électrique du matériau conducteur, $k = \frac{1-j}{\delta}$ est le vecteur d'onde lié à la propagation radiale de l'onde électromagnétique et J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce. Le terme δ représente l'effet de peau, discuté précédemment, tel que décrit par l'électrodynamique classique. Il correspond à la profondeur de pénétration et est donné par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu}} \quad (1.6)$$

où μ est la perméabilité scalaire équivalente du matériau.

Dans les matériaux ferromagnétiques, celle-ci dépend fortement du champ magnétique statique externe. Une variation de ce dernier engendre alors une variation de la profondeur de pénétration, entraînant à son tour une forte variation d'impédance. De plus, la forte perméabilité, μ , des matériaux magnétiques doux engendre l'apparition de l'effet de peau à des fréquences beaucoup plus faibles que celles attendues pour des matériaux non-magnétiques, de résistivité et de diamètre équivalents. Ainsi, la variation d'impédance liée à la variation de la profondeur de pénétration apparaît à des fréquences de quelques centaines de kHz. La dépendance de l'impédance vis-à-vis de H est donc fortement liée à la fréquence d'excitation et permet généralement de distinguer trois régimes fréquentiels distincts, tels que proposés par M. KNOBEL et coll. [2, 3] et repris ci-après :

- Aux très basses fréquences ($f_p < 100$ kHz), le courant d'excitation génère simplement un champ magnétique circonférentiel variable, conformément au théorème d'Ampère. Les variations du flux de ce champ engendrent alors un champ électrique longitudinal d'après

la loi de Faraday, entraînant une augmentation de la partie inductive de l'impédance. Il s'agit de fait du phénomène d'auto-induction. Le conducteur se comporte alors comme une inductance dont la valeur varie en fonction du champ magnétique quasi-statique externe par l'intermédiaire de la variation de la perméabilité magnétique. La partie résistive, quant à elle, est insensible au champ externe. Cet effet est alors connu sous le nom d'effet magnéto-inductif [15]. Dans ce cas, l'effet de peau est négligeable et la profondeur de pénétration, δ , peut être considérée très grande devant le rayon du fil, a , dans l'équation (1.5). La simplification des équations (1.4) et (1.5) donne, pour un conducteur rectiligne :

$$Z \approx R_{dc} + \frac{j\omega_p l}{8\pi} \mu(H) \quad (1.7)$$

où R_{dc} ($R_{dc} = \frac{\rho l}{\pi a^2}$) représente la partie résistive DC de l'élément sensible. À ces fréquences, le mouvement des parois de domaines (si celles-ci sont présentes) peut jouer un rôle important dans la perméabilité. Pour des amplitudes d'excitation suffisamment grandes (régime non-linéaire), il peut y avoir un retournement cohérent de l'aimantation décrit alors par le modèle de Stoner-Wohlfarth [22].

- Aux moyennes fréquences (de 100 kHz à 100 MHz), l'effet est alors principalement lié à la variation de la profondeur de pénétration, elle-même due à la forte dépendance de la perméabilité magnétique au champ quasi-statique externe. C'est ce régime qui a donné son nom à l'effet magnéto-impédant géant [23, 24] et qui concentre la plupart des travaux du domaine. En effet, les très fortes variations d'impédance constatées ici en font un candidat de choix pour de nombreuses applications, notamment dans le domaine des capteurs. L'effet de peau étant alors fortement prononcé, c'est-à-dire $\delta \ll a$, soit $ka \gg 1$ et $\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \approx j$, il advient :

$$Z \approx (1 + j) \frac{l\rho}{2\pi a\delta(H)} \quad (1.8)$$

Cette fois, aussi bien les parties résistive qu'inductive dépendent du champ magnétique externe. La dépendance de la perméabilité magnétique au champ externe intègre alors les différents mécanismes de la dynamique de l'aimantation. La réponse est ici dominée par les effets gyromagnétiques fortement amortis (parfois appelés mécanismes de rotation). Au-delà de 1 MHz, le mouvement des parois de domaines est totalement amorti et ne contribue plus significativement à la perméabilité du matériau.

- À haute fréquence d'excitation ($f_p > 100$ MHz), la contribution gyromagnétique commence à manifester la signature d'une résonance ferromagnétique. Le pic d'impédance maximale se trouve décalé dans une région de champ statique où l'échantillon est alors

complètement saturé. L'analogie entre l'effet MIG est le phénomène de résonance ferromagnétique, démontrée par A. YELON et coll. [25], est dans ce cas explicite.

L'effet MIG est donc un phénomène présent dans tous les matériaux conducteurs magnétiques et se décrit classiquement par les lois de l'électromagnétisme. La compréhension de l'effet MIG repose en fait sur la compréhension des mécanismes régissant la perméabilité magnétique effective μ . Ici, plusieurs niveaux d'approximation peuvent être considérés, ceux-ci seront discutés plus en détails à la section 1.3 reprenant les bases de la modélisation de l'effet MIG. Avant cela, nous allons aborder les principes de mise en œuvre d'un matériau MIG dans le cadre de la magnétométrie à haute sensibilité.

1.2 Application à la magnétométrie

La forte dépendance de l'impédance des dispositif MIG au champ magnétique externe en fait de bons candidats pour la réalisation de magnétomètres. Néanmoins, l'obtention d'un magnétomètre à proprement parler nécessite un conditionnement adapté de l'élément sensible. Ainsi, la première partie de cette section présente le principe général de ce conditionnement. Ensuite, nous nous intéressons aux différents critères de performance qui caractérisent le magnétomètre, puis nous présentons un état de l'art des magnétomètres à MIG actuels.

1.2.1 Mise en œuvre d'un dispositif à MIG

Système bouclé

Dans notre cas, nous nous intéressons à l'utilisation d'un dispositif MIG comme capteur de champ magnétique. Comme pour la plupart des éléments sensibles, la réponse au champ magnétique de ces dispositifs est fortement non-linéaire. Aussi, il est impossible de les considérer comme des magnétomètres s'ils sont utilisés sans conditionnement adapté.

Afin de s'affranchir de ce problème, il convient de réaliser un système asservi dans lequel l'élément MIG travaille autour d'un point de fonctionnement en champ maintenu constant. Ceci est réalisé à l'aide d'une contre-réaction en champ, comme dans la mise en œuvre de nombreux magnétomètres (fluxgates, SQUIDS [7], etc.). Le principe général de ce type de mise en œuvre est donné à la figure 1.3 où la variation de champ externe⁴, B_{ext} , autour du point de fonctionnement, est la grandeur à mesurer. Ce principe reprend les fondements théoriques des systèmes asservis pouvant être trouvés, entre autres, aux références [26, 27].

4. Pour caractériser un magnétomètre, la grandeur champ d'induction B , exprimée en Tesla (T), est plus usuellement utilisée que la grandeur champ magnétique H considérée jusqu'ici. Ces deux grandeurs sont reliées, dans le vide, par la relation $B = \mu_0 H$.

Pour simplifier cette approche, les transferts de la chaîne directe, T_d , et de la chaîne de retour, T_r , sont considérés constants sur toute la bande de fréquence d'utilisation. L'élément MIG assure la transformation de la grandeur champ magnétique vers la grandeur tension électrique au travers du bloc T_d . Il est alors soumis à la différence, ϵ_b , entre champ magnétique externe à mesurer, B_{ext} , et celui créé par la contre-réaction, B_{cr} . Ce dernier peut être généré par une simple bobine. Par principe, le bouclage assure que ces deux champs s'opposent de telle sorte que $\epsilon_b = 0$. Ce faisant, nous constatons que l'élément MIG est toujours soumis à un même champ magnétique (idéalement nul). Cette structure permet alors de s'affranchir des problèmes de non-linéarité de la réponse au champ du capteur.

Les relations liant les différentes grandeurs du schéma-bloc 1.3 sont :

$$\epsilon_b = B_{ext} - B_{cr}, \quad (1.9)$$

$$B_{cr} = T_r V_s, \quad (1.10)$$

$$V_s = \frac{1}{j\omega} \epsilon_v = \frac{T_d}{j\omega} \epsilon_b \quad (1.11)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la fréquence du champ quasi-statique.

La combinaison de ces équations donne :

$$V_s = \frac{T_d}{j\omega} (B_{ext} - T_r V_s) \text{ soit } V_s = \frac{B_{ext}}{T_r} \left(\frac{1}{1 + \frac{j\omega}{T_d T_r}} \right). \quad (1.12)$$

Pour $|T_d T_r| \gg |j\omega|$, cela conduit à écrire :

$$V_s \approx \frac{1}{T_r} B_{ext} \quad (1.13)$$

où la tension de sortie dépend alors uniquement du gain de la chaîne de contre-réaction, T_r . Ce résultat est particulièrement important car il montre que la condition $T_r \gg j\omega/T_d$ permet de s'affranchir des imperfections de la chaîne directe, T_d , notamment la présence de distorsion

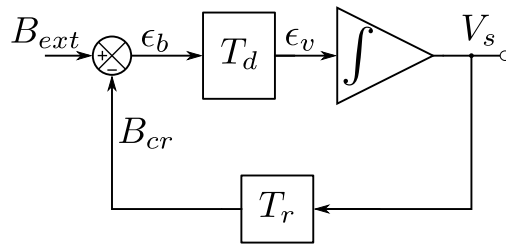


FIGURE 1.3 Schéma-bloc d'un système asservi en champ. Il est à noter que B_{ext} , B_{cr} et ϵ_b sont des grandeurs magnétiques tandis que V_s et ϵ_v sont des grandeurs électriques.

et ses fluctuations de gain (que ces fluctuations proviennent d'un vieillissement du matériau, d'une variation des conditions expérimentales, de la disparité entre différents échantillons ou même des variations de la fonction de transfert dans la bande passante d'utilisation). La condition $T_r \gg j\omega/T_d$ est relativement aisée à réaliser si la sensibilité au champ, T_d , du dispositif MIG est très élevée. La présence de l'intégrateur à la suite du transfert de chaîne directe permet de garantir la relation $T_d T_r \gg j\omega$ en régime continu, et assure donc l'absence d'erreur statique en sortie.

Avant de poursuivre, il convient de faire remarquer que les grandeurs utilisées à la figure 1.3 appartiennent toutes au même domaine fréquentiel. Ainsi, une variation de champ magnétique extérieur, B_{ext} , à la fréquence f comprise dans la bande passante d'utilisation, se traduit par une variation de la tension de sortie, V_s , à la même fréquence. V_s est alors une fonction linéaire de B_{ext} définissant un magnétomètre. Or, à la section précédente, nous avons exposé que le phénomène MIG apparaît pour des fréquences d'excitation, f_p , relativement élevées. Ceci implique donc que les variations de champs basses fréquences (à f) sont transposées autour de la fréquence d'excitation, f_p , par l'élément sensible MIG. La chaîne directe doit donc nécessairement intégrer un étage de démodulation.

Le plus petit champ magnétique mesurable dépend du niveau de bruit en sortie de la chaîne, le bruit étant un signal aléatoire indésirable présent dans toutes chaînes de mesure. Deux grands types de source de bruit, contribuant au bruit en sortie, peuvent être considérés. Premièrement, les sources de bruit magnétique, de densité spectrale, b_{nbr} , qui sont vues par le dispositif comme une variation du champ magnétique externe et viennent donc s'ajouter à B_{ext} sur le schéma de la figure 1.3 (typiquement le bruit magnétique ambiant, et indirectement le bruit magnétique intrinsèque de la MIG). Deuxièmement, les sources de bruit électronique, de densité spectrale, e_{ntotal} , qui sont liées à la chaîne de conditionnement (notamment le bruit de Johnson des composants). Il est alors possible d'exprimer ces deux types de sources de bruit, dans le cas où elles ne sont pas corrélées, par une densité spectrale de bruit total équivalent en champ, en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$, ramenée en entrée du dispositif par :

$$b_n = \sqrt{\frac{e_{ntotal}^2}{T_d^2} + b_{nbr}^2} \quad (1.14)$$

Il apparaît alors que la sensibilité en champ joue un rôle crucial dans la contribution du bruit de l'électronique. Dans le cas d'une chaîne de conditionnement idéale, cette dernière ne devrait pas venir dégrader les performances du capteur et le bruit dominant serait alors le bruit d'origine magnétique. Il apparaît également que le bruit équivalent en champ à l'entrée du dispositif ne dépend que de la chaîne directe en boucle ouverte, T_d , et est donc inchangé lors du bouclage. Cependant, ceci est vrai à condition de prendre garde, lors du bouclage,

que le bruit en entrée de l'étage intégrateur soit inférieur à celui présent en sortie du système en boucle ouverte.

Finalement, le travail d'optimisation d'un magnétomètre à MIG est principalement focalisé sur l'optimisation de la chaîne en boucle ouverte, en petit signal, puisque le bouclage, lorsqu'il est correctement réalisé, ne vient pas dégrader ses performances et assure le verrouillage autour d'un point de fonctionnement statique donné. C'est pourquoi l'essentiel du travail exposé concerne principalement la chaîne de mesure directe, la réalisation pratique d'un magnétomètre à MIG ne sera donnée qu'en fin de ce document à la section 5.2. Le détail de la chaîne directe, quant à lui, est donné ci-dessous.

Principe de la chaîne directe

Nous détaillons ici la mise en œuvre d'un élément MIG assurant la conversion grandeur champ magnétique vers grandeur électrique telle que représentée par la chaîne directe, T_d , de la figure 1.3. En considérant un courant d'excitation sinusoïdal, d'amplitude, I_{ac} , constante et de pulsation $\omega_p = 2\pi f_p$, circulant dans l'élément MIG, la tension aux bornes de ce dernier est directement proportionnelle à la valeur d'impédance du dispositif et reflète donc ses dépendances au champ magnétique⁵ H :

$$v_{ac}(H) = Z(H)I_{ac} \sin(\omega_p t). \quad (1.15)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, les dispositifs MIG possèdent une réponse au champ magnétique fortement non-linéaire. Considérant un point de fonctionnement en champ statique, H_p , autour duquel le champ magnétique peut se réécrire $H = H_p + h$, où h représente les variations petit signal du champ magnétique autour de ce point de fonctionnement, l'impédance du dispositif peut se linéariser et s'écrit alors :

$$Z(H) = Z(H_p) + \left. \frac{\partial Z(H)}{\partial H} \right|_{H=H_p} .h. \quad (1.16)$$

L'utilisation de l'élément MIG en boucle fermée par une contre-réaction en champ, telle qu'exposée à la section précédente, assure que cette linéarisation autour d'un point de fonctionnement statique soit toujours vraie, et ce sur toute la gamme d'utilisation du magnétomètre.

5. H désigne ici la composante axiale du champ magnétique, vis-à-vis de l'axe du micro-fil, à laquelle est sensible l'élément MIG.

La tension aux bornes du dispositif s'écrit ainsi :

$$v_{ac}(t) = Z(H_p) \left[1 + \frac{1}{Z(H_p)} \frac{\partial Z(H)}{\partial H} \Big|_{H=H_p} .h \right] I_{ac} \sin(\omega_p t). \quad (1.17)$$

Cette écriture fait clairement apparaître l'expression d'une tension modulée en amplitude en fonction des variations du champ quasi-statique appliqué, h . Par démodulation, il est alors possible d'obtenir une tension de sortie, V_s , proportionnelle à l'amplitude V_{ac} de v_{ac} :

$$V_s = GI_{ac} \frac{\partial Z(H)}{\partial H} \Big|_{H=H_p} .h \quad (1.18)$$

où G représente le gain introduit par le système de démodulation utilisé.

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés à la grandeur champ magnétique H représentant le champ dans le matériau. Comme évoqué précédemment, il est plus usuel, pour caractériser le magnétomètre, d'utiliser la grandeur champ d'induction, B , reliée à H par $B = B_p + b = \mu_0 (H_p + h)$. Dans ce cas, V_s se réécrit :

$$V_s = \frac{GI_{ac}}{\mu_0} \frac{\partial Z(H)}{\partial H} \Big|_{H=H_p} .b = GI_{ac} \frac{\partial Z(B)}{\partial B} \Big|_{B=B_p} .b. \quad (1.19)$$

Cette expression fait alors apparaître la sensibilité du dispositif, S_v , exprimée en V/T. Soit, au facteur de démodulation, G , près :

$$S_v = \frac{\partial V_s}{\partial b} = I_{ac} \frac{\partial Z(B)}{\partial B} \Big|_{B=B_p} = I_{ac} S_\Omega \quad [\text{V/T}] \quad (1.20)$$

où

$$S_\Omega = \frac{\partial Z(B)}{\partial B} \Big|_{B=B_p} \quad [\Omega/\text{T}] \quad (1.21)$$

représente la sensibilité intrinsèque du dispositif, exprimée en Ω/T . La sensibilité, S_v , définie ici, est alors le transfert de la chaîne directe, T_d , exposé à la section précédente, assurant la conversion entre grandeur magnétique et grandeur électrique à la même fréquence de travail.

Il apparaît ici qu'une amplitude de courant d'excitation la plus grande possible permet d'accroître la sensibilité. Au-delà des limitations pratiques sur les possibilités de génération d'un tel courant, nous verrons par la suite qu'un courant trop important entraîne l'apparition de phénomènes non-linéaires dans l'effet MIG. L'énergie du système est alors répartie sur plusieurs harmoniques et entraîne une diminution de la sensibilité intrinsèque. Un seuil optimal, I_{ac-opt} , sera alors envisagé, permettant d'obtenir la plus forte sensibilité, S_{v-max} . Ceci est revu plus en détail à la section 1.3.3 et est étudié au chapitre 2.

Finalement, le synoptique général d'une chaîne de mesure basée sur un élément MIG se résume à une chaîne de polarisation du dispositif par un courant alternatif et à un système de démodulation permettant d'obtenir une tension proportionnelle aux variations du champ magnétique. Le bouclage par contre-réaction en champ de cette chaîne de mesure assure la réalisation du magnétomètre.

Lors de réalisation pratique du magnétomètre, de nombreux paramètres de mise en œuvre sont à même d'influencer les performances en sensibilité du dispositif. Notamment le choix des paramètres d'excitation (amplitude, I_{ac} , pulsation, ω_p , et forme d'onde du courant) ainsi que le point statique de fonctionnement en champ B_p . À ceux-ci, il est possible d'ajouter le choix du type de démodulation (dont l'étude complète sera donnée au chapitre 4) et le choix d'un courant de polarisation statique, I_{dc} (permettant notamment de diminuer le bruit intrinsèque de l'échantillon [8, 28], d'optimiser la sensibilité en réduisant l'inhomogénéité de l'aimantation dans le matériau en l'absence de champ statique et d'optimiser la réponse de la composante anti-diagonale, $\zeta_{z\varphi}$ et $\zeta_{\varphi z}$, du tenseur d'impédance de surface [10, 29]).

Configuration quadripôle

Comme nous l'avons évoqué précédemment (section 1.1), lorsque le tenseur d'impédance de surface $[\zeta_s]$ est diagonal ou que la composante axiale du champ magnétique d'excitation est nulle, la MIG classique dépend uniquement du terme ζ_{zz} du tenseur d'impédance de surface $[\zeta_s]$ (équation (1.5)). Cependant, les autres composantes sont également accessibles, notamment par l'utilisation d'un bobinage enroulé autour de l'élément MIG. Dans ce cas, il apparaît alors une tension aux bornes de la bobine de capture dont l'amplitude dépend du champ statique externe. Ceci est équivalent aux effets Mateucci et Wiedemann inverse [30] et est généralement désigné par le terme *MIG anti-diagonal* [29]. Dans une telle configuration, l'élément sensible évolue du dipôle MIG, considéré jusqu'ici, vers un quadripôle tel qu'illustré à la figure 1.4. Néanmoins, les techniques de mise en œuvre restent équivalentes : le quadripôle est excité par un courant à la pulsation ω_p tandis que les variations, en champ, de l'amplitude de la tension induite sont détectées. Ce courant et cette tension peuvent dorénavant apparaître dans chacune des branches du quadripôle. L'intérêt réside ici dans l'augmentation de la sensibilité au champ de par l'utilisation d'un très grand nombre de tours du bobinage.

L'analogie entre ce type de configuration et les magnétomètres de type fluxgates orthogonaux [7] est clairement notable. Cependant, deux points importants différencient ces derniers de la MIG anti-diagonale puisque, pour ceux-ci,

1. l'excitation magnétique du matériau ferromagnétique doit être suffisante pour le saturer,

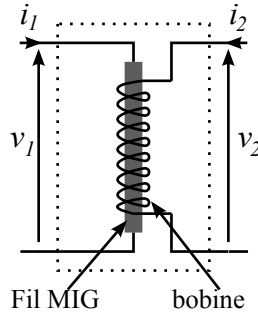


FIGURE 1.4 Représentation du quadripôle à MIG.

2. la détection se fait sur le premier harmonique généré par la distorsion introduite par la saturation du matériau magnétique.

Malgré cela, cette relative proximité explique la dénomination « orthogonal fluxgate in the fundamental mode » [31, 32] à propos de la MIG anti-diagonale (de manière analogue, les travaux concernant les fluxgates sans bobine [33] sont en fait équivalents à l'utilisation de la MIG classique mais en mode non-linéaire par détection du premier harmonique).

Cette méthode de mise en œuvre a intéressé de nombreuses équipes de recherche, notamment par l'accroissement de la zone de variation linéaire [31, 29, 34, 12, 35]. Cependant, cette dernière n'a qu'une utilité limitée lors de la mise en œuvre de la contre-réaction en champ.

Dans cette thèse, nous nous sommes particulièrement intéressés à l'apport de la configuration MIG anti-diagonale dans le cadre de la conception d'un magnétomètre, notamment vis-à-vis de l'augmentation de la sensibilité au champ (dont l'intérêt est justifié à l'équation (1.14) puisque l'augmentation du transfert en champ permet de réduire la contribution du bruit lié à l'électronique de conditionnement). La réalisation du bobinage apporte alors de nouveaux degrés de liberté supplémentaires (géométrie du bobinage, nombre de tours, etc.).

1.2.2 Caractéristiques et critères de performance d'un magnétomètre

Afin de qualifier les performances d'un magnétomètre, plusieurs caractéristiques sont à prendre en compte. Plus ou moins d'importance est accordée à chacune d'entre-elles suivant le type d'utilisation recherché. Ainsi, les paramètres ci-dessous peuvent être récapitulés :

La linéarité : critère caractérisant la proportionnalité de la grandeur de sortie par rapport à la grandeur d'entrée sur la plage de fonctionnement considérée.

La sensibilité : rapport entre la variation du signal de sortie et la variation du signal en

entrée. Elle s'exprime ici en V/T et est donnée par l'équation (1.20).

L'hystérésis : différence de la réponse du capteur, pour une même grandeur d'entrée, suivant le sens (croissant ou décroissant) de variation de cette grandeur.

La bande-passante (BP) : gamme de fréquences dans laquelle peut être utilisé le magnétomètre. Elle s'exprime en Hz.

La dynamique : rapport entre le plus grand et le plus petit signal mesurable, généralement exprimée en dB.

Le Slew-Rate (ou vitesse de balayage) : vitesse de variation maximale du champ magnétique que peut reproduire le magnétomètre. Il s'exprime ici en T/s.

Le bruit : fluctuations aléatoires indésirables du signal de sortie fixant le plus petit champ magnétique mesurable. Ce point a été discuté plus en détail à la section 1.2.1.

Le SNR (signal to noise ratio) : rapport signal à bruit, exprimé en dB.

Dans le cadre de la magnétométrie à haute sensibilité, nous nous intéressons plus particulièrement aux niveaux de bruit exprimés en entrée du capteur par un bruit équivalent en champ.

1.2.3 État de l'art des mises en œuvre de capteur à MIG

Depuis les années 90, avec la redécouverte de l'effet MIG [15, 16], la recherche sur ce sujet a connu un fort engouement principalement lié à son potentiel pour la réalisation de magnétomètres ultra-sensibles [3]. Une quantité conséquente de travaux s'est alors consacrée à l'optimisation du matériau, cherchant principalement à accroître l'effet magnéto-impédant géant apparaissant dans l'élément sensible. Le paramètre généralement retenu pour quantifier cet effet est l'amplitude des variations relatives d'impédance en fonction du champ magnétique externe, $\frac{\Delta Z}{Z_{ref}} = \frac{Z - Z_{ref}}{Z_{ref}}$, par rapport à une valeur de référence, Z_{ref} . Cette dernière est généralement choisie parmi l'impédance à saturation, $Z(H_{max})$, l'impédance maximum, Z_{max} , ou encore l'impédance à champ nul, $Z(H = 0)$ [4]. Ceci conduit logiquement à quelques difficultés lors de la comparaison des performances des différents échantillons entre eux. De plus, comme nous l'avons vu à la section 1.2.1, le critère de comparaison adéquat qui nous intéresse ici est la sensibilité, S_v , définie à l'équation (1.20) comme la variation de la tension apparaissant aux bornes du dispositif par rapport à la variation de champ magnétique appliqué ($S_v = \frac{\partial V_{ac}}{\partial B} \Big|_{B=B_p} = I_{ac} \frac{\partial Z}{\partial B} \Big|_{B=B_p}$). Le critère de variation relative d'impédance n'est donc pas pertinent lors de la réalisation d'un magnétomètre [9]. Ceci est parfaitement illustré à la figure 1.5 où les choix d'optimisation de l'élément sensible peuvent être antagonistes suivant le critère de comparaison retenu. Le lecteur intéressé par le volet matériau de la MIG trouvera une large revue de ces travaux aux références [3, 4, 2].

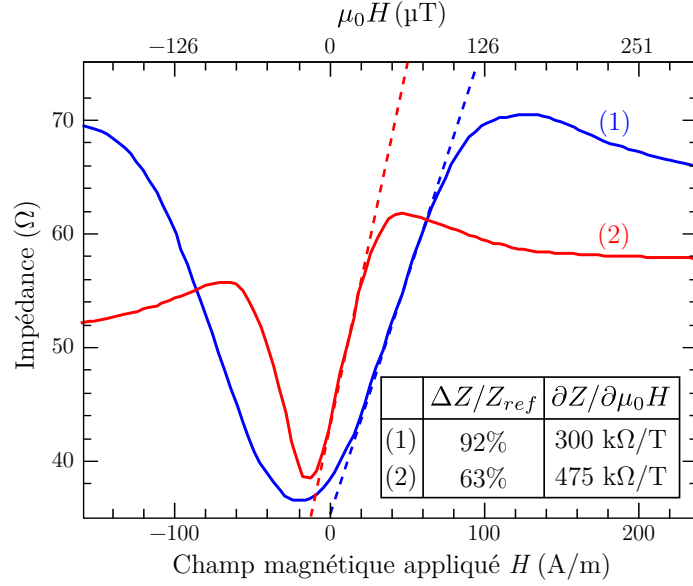


FIGURE 1.5 Module de l'impédance d'un micro-fil amorphe à base de Co typique pour un mode de fonctionnement à : (1) 30 MHz avec un courant de polarisation de 10 mA_{DC} et (2) 3 MHz avec un courant de polarisation de 2 mA_{DC} [9] .

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la réalisation d'un magnétomètre implique que l'élément MIG soit correctement conditionné. Plusieurs travaux ont alors abordé ce sujet, s'appuyant sur différentes méthodes de mises en œuvre [36, 37, 38, 39, 40, 29, 41, 42, 31, 43], au point qu'il existe depuis 2002 une version commercialisée de magnétomètre à MIG [44].

Dans ces travaux, il est à noter que les performances du magnétomètre obtenues ne sont pas clairement explicitées et, dans certains cas, il est même difficile de parler de magnétomètre tant la réponse est non-linéaire vis-à-vis du champ détecté. De plus, la problématique du bruit n'est pas abordée alors que cette dernière fixe les performances ultimes de détection dans le cadre de la magnétométrie dite à haute sensibilité.

Finalement, une revue de la littérature récente concernant la MIG pour la magnétométrie à proprement parler est donnée au tableau 1.1, indiquant les performances obtenues par les différentes réalisations de magnétomètre.

Un certain nombre de commentaires doivent être donnés concernant ces travaux.

Tout d'abord, nous constatons que seule une minorité d'entre-eux met en œuvre une contre-réaction en champ, malgré sa nécessité comme nous l'avons exposé à la section 1.2.1. Parmi ceux-ci, les travaux de M. MALATEK *et al.* [45, 34] sont particulièrement complets au regard de la réalisation d'un magnétomètre, avec des performances en bruit de l'ordre de la dizaine de pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz. Ces excellentes performances sont néanmoins à relativiser au regard de la taille importante de l'élément sensible, et le système souffre également d'une

Réf.	Type de MIG	Élément sensible	Excitation	Détection	Contre-réaction	Sensibilité Linéarité Bande Passante Bruit équivalent en champ	Note
[45]	Anti-diagonal	ruban $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Si}_8\text{B}_{14}\text{Cr}_7$ (11 cm \times 1 mm \times 17 μm) avec bobine de 290 tours (8 cm, \varnothing 9 mm)	Courant sinusoïdal de 10 mA _{rms} à 800 kHz	Détection synchrone SR840	non	8 kV/T 17 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz	
[46, 47]	longitudinal (z_{22})	ruban $\text{Fe}_{78}\text{Si}_9\text{B}_{13}$ (1,2 cm \times 2 mm \times 20 μm) avec bobine de 100 tours (6 mm)	Courant sinusoïdal de 10 mA _{rms} à 290 kHz	Détection synchrone à multiplicateur analogique	OUI	38 kV/T $\pm 75 \mu\text{T}$ 70 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz	Bruit attribué à l'intégrateur de contre-réaction.
[48]	Anti-diagonal	fil CoFeSiB (1 cm, \varnothing 30 μm) avec bobine de 600 tours	Courant pulsé de 20 mA à 300 kHz	Détecteur crête à diode	non	2 kV/T $\pm 250 \mu\text{T}$ 2 kV/T 5 nT/ $\sqrt{\text{Hz}}$	
[49]	non-linéaire	-	Courant pulsé à 10 kHz	Détection synchrone à multiplicateur analogique	non	88 kV/T $> \pm 10 \mu\text{T}$ 3 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz	Mesure du cœur (5 nT).
[50]	classique	piste de cuivre (2 cm \times 0,8 mm \times 18 μm) en U sous un film mince de CoNbZr (25 \times 25 mm ² \times 4 μm)	Sinusoïdal 20 dBm à 600 MHz	Détection de spectre (pas de démodulation)	non	- - 710 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 499 kHz	Suppression de porteuse, Bruit dominé par l'excitation magnétique non linéaire.
[51]	classique	ruban $\text{Co}_{66}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{15}$ (1 cm \times 1 mm \times 20 μm)	Sinusoïdal à 800 MHz	Détection de phase	non	- - 1,3 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz	Bruit dominé par le bruit en 1/f de l'élément sensible.
[52]	classique	ruban multicouches $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_6\text{Cu}_1\text{Nb}_3/\text{Cu}/\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_6\text{Cu}_1\text{Nb}_3$ (1 cm \times 6 cm \times (20 $\mu\text{m}/40 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$))	Courant sinusoïdal de 10 mA à 100 kHz	Détection synchrone à multiplicateur analogique	OUI	2,7 kV/T $\pm 200 \mu\text{T}$ -	Mesure du cœur (1 nT).
[53, 54]	classique	ruban multicouches $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_6\text{Cu}_1\text{Nb}_3/\text{Cu}/\text{Fe}_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_6\text{Cu}_1\text{Nb}_3$ (1 cm \times 6 cm \times (20 $\mu\text{m}/40 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$))	Sinusoïdal à 600 kHz	Détection synchrone	non	160 V/T 1 kHz $\sim 1 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 60 V/T	Bruit dominé par l'oscillateur.
[34]	Anti-diagonal	deux rubans $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Si}_8\text{B}_{14}\text{Cr}_7$ (8 cm \times 1 mm \times 17 μm) avec bobine de 490 tours	Courant sinusoïdal de 1,2 mA _{rms} à 290 kHz	Détection synchrone	OUI	3,1 kV/T $\pm 75 \mu\text{T}$ 15 Hz 5,9 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz	Pompage en champ à 1 kHz avec détection synchrone afin de réduire le bruit en 1/f basse fréquence. Limité par l'amplificateur de sortie.
[55, 56]	classique	ruban $\text{Co}_{67}\text{Fe}_4\text{Mo}_{0,5}\text{Si}_{16,5}\text{B}_{11}$ (3,5 cm \times 0,5 mm \times 25 μm)	Courant sinusoïdal de 10 mA _{rms} à 30 MHz	Détection d'amplitude à diode	OUI	$\pm 1 \text{ mT}$ 10 nT (pas de PSD)	Suppression de porteuse, Dominé par le bruit thermique.
[57]	classique	film mince CoNbZr (trois méandres de 0,5 cm \times 30 μm \times 4,3 μm)	Sinusoïdal à 370 MHz	Analyseur de spectre (pas de démodulation)	non	- - 1,7 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 501 kHz	Suppression du bruit d'origine magnétique.
[32]	Anti-diagonal	fil amorphe riche en Co (Unitika 2 cm, \varnothing 120 μm) avec bobine de 400 tours	Courant sinusoïdal de 40 mA à 40 kHz	Détection synchrone	non	5 Hz 10 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 2 Hz	Détection du changement de fréquence d'un oscillateur multivibrateur.
[58]	classique	fil amorphe (Unitika, quatre zig-zag de 0,3 cm, \varnothing 15 μm)	pulsé entre 18 et 30 kHz	Démodulation de fréquence	OUI	$\pm 100 \mu\text{T}$ -	
[59]	classique	fil amorphe $\text{Fe}_{4,35}\text{Co}_{68,15}\text{Si}_{2,5}\text{B}_{15}$ (Unitika, 0,3 cm, \varnothing 30 μm)	sinusoïdal à 50 MHz	Détecteur crête à diode	OUI	$\pm 100 \mu\text{T}$ 1 MHz -	

TABLEAU 1.1 Synthèse de performances de dispositifs à MIG obtenues par les différentes équipes de recherche du domaine.

faible bande-passante. La dégradation des performances en bruit lors du bouclage, dans la référence [45], attribuée à l'intégrateur de contre-réaction, paraît difficilement concevable d'après ce qui a été rappelé à la section 1.2.1.

Les autres travaux mettant en œuvre une contre-réaction en champ, quant à eux, ne traitent pas des performances en bruit.

Ensuite, parmi les travaux n'utilisant pas de contre-réaction, seules les trois lignes concernant respectivement les références [46, 47], [48] et [49] précisent la plage de linéarité du capteur. Dans le cas de la première, faisant référence aux travaux [46, 47], la plage de linéarité est relativement élevée pour un système en boucle ouverte. Ceci est lié à l'utilisation d'une structure, non-symétrique, à double éléments sensibles qui subissent chacun une polarisation en champ statique opposée (ainsi les non-linéarités du premier élément sont contre-balançées par celles du second). Néanmoins, une telle structure ne permet pas de s'affranchir des imperfections des éléments sensibles et est particulièrement affectée par les problèmes de similitude entre les deux éléments MIG. D'autre part, les performances en bruit affichées ne sont pas tellement compétitives. La référence [48], quant à elle, affiche une plage de linéarité inférieure à la valeur du champ magnétique terrestre, limitant son utilisation aux zones où ce dernier est préalablement écranté. Enfin, la référence [49] cherche principalement à accroître la zone de linéarité sans l'utilisation de bobine (notamment de contre-réaction), les autres critères de performance n'étant alors pas considérés. Toujours parmi les travaux sans contre-réaction, un certain nombre affiche d'excellentes performances en bruit, en particulier les références [48, 50, 32, 57] (cette dernière n'utilisant néanmoins aucune technique de démodulation). Les références [48, 50] font de plus état de la mesure du champ magnétique généré par le cœur (magnéto-cardiographie, MCG). Cependant, les valeurs mesurées, supérieures au nT, dépassent largement en amplitude celles attendues et usuellement mesurées [60] (environ 50 pT à une distance du cœur de 10 cm). De plus, l'absence de la mention d'un environnement magnétiquement blindé lors de ces mesures nuit encore à la crédibilité de celles-ci.

Pour finir, il convient de mentionner les travaux de L. DING et coll. [5] qui sont le point de départ des optimisations développées dans ce mémoire. Dans ceux-ci, une attention particulière a été portée à la problématique du bruit, avec des performances finales autour de $3\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc. Ces performances sont principalement limitées par le bruit issu de l'électronique de conditionnement, justifiant la nécessité de l'augmentation de la sensibilité poursuivie dans ce travail.

Il apparaît donc que les meilleures performances actuelles des magnétomètres à MIG se situent autour du $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc, avec des bandes passantes supérieures à la dizaine de kHz et des amplitudes de champ mesurables supérieures à la centaine de μT .

1.3 Modélisation de la MIG

Afin de correctement appréhender le travail abordé durant cette thèse, il est nécessaire de revenir sur certains aspects de la modélisation de l'effet MIG. La section 1.1 ayant exposé la phénoménologie de la MIG, il reste à expliciter plus en détail les mécanismes régissant cet effet.

De nombreux travaux se sont intéressés à la modélisation de l'effet MIG depuis sa redécouverte dans les années 90, et celui-ci est maintenant relativement bien maîtrisé. Les modèles quasi-statiques sont basés sur la minimisation de l'énergie libre dans le matériau pour des structures particulières de domaines [61, 62] dans lesquelles l'aimantation suit la position d'équilibre statique en tout temps. Ces modèles ne prennent alors pas en compte la dynamique du mouvement de l'aimantation, et leur domaine de validité reste limité aux basses fréquences d'excitation. D'autres travaux intègrent quant à eux l'effet de l'amortissement du mouvement des parois de domaines dû aux micro-courants de Foucault induits dans le matériau [23, 24]. Ceux-ci sont valides uniquement aux fréquences d'excitation modérées, tant que les mécanismes de l'aimantation sont régis par les mouvements de parois de domaines. Lorsque la fréquence augmente, un modèle plus rigoureux est alors nécessaire, basé sur la résolution simultanée des équations de Maxwell et de l'équation du mouvement de l'aimantation de Landau-Lifshitz (comme habituellement employée dans le cadre de la résonance ferromagnétique). Les références [63, 64] présentent une discussion de la transition entre le domaine quasi-statique et la résonance ferromagnétique. Parmi les modèles hautes fréquences, un certain nombre [24, 65, 66] néglige l'effet de l'interaction d'échange. A l'inverse, A. YELON et coll. [25] ont montré que la théorie de la résonance ferromagnétique dans les métaux, incluant explicitement les phénomènes d'échange-conductivité, était rigoureusement similaire aux phénomènes de l'effet MIG. D. MÉNARD et coll. [67, 68] ont résolu ceci dans le cas de micro-fils anisotropes non-saturés mono-domaines. Ce modèle a été repris par la suite en affinant, d'une part, la structure magnétique considérée (présence d'une couche magnétique dure en surface du matériau [69] et structure en domaines noyau-coquille [70]) et, d'autre part, en intégrant les phénomènes de non-linéarités [20] (apparaissant lorsque la composante dynamique du champ d'excitation est suffisante pour saturer l'aimantation).

Les travaux présentés ici se basent en grande partie sur les résultats de D. Ménard [68], dont la finesse est suffisante pour une bonne compréhension de l'effet MIG. La considération mono-domaine est justifiée ici. En effet, à la fréquence à laquelle sont habituellement excités nos micro-fils (1 MHz à 10 MHz), le mouvement des parois de domaines est relativement amorti et sa contribution à la perméabilité totale n'est alors pas significative. De plus, l'application d'un courant de polarisation statique suffisant au travers de l'échantillon permet de supprimer

toute configuration en domaines.

Comme exposé précédemment, l'impédance d'un conducteur est donnée par les relations entre les champs électriques et magnétiques à la surface du matériau. Celles-ci sont régies par les équations de Maxwell, combinées à la loi d'Ohm, $J = E/\rho$, où J est la densité de courant et ρ la résistivité électrique :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{H}) = -\frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial(\vec{H} + \vec{M})}{\partial t}. \quad (1.22)$$

Dans un matériau ferromagnétique, l'aimantation peut être considérée comme un vecteur rigide, \vec{M} , dont l'amplitude constante vaut M_s et dont l'orientation dépend du champ magnétique effectif équivalent, \vec{H}_{eff} , régnant à l'intérieur de l'échantillon. Ce dernier est constitué du champ magnétique appliqué (incluant éventuellement un facteur de désaimantation lié à la forme de l'échantillon) et d'autres contributions telles que le champ d'anisotropie, le champ d'origine magnéto-élastique, le champ d'échange, etc. Le mouvement de l'aimantation \vec{M} en fonction de \vec{H}_{eff} , pour une gamme de fréquences allant du continu à plusieurs GHz, est donné par l'équation de Landau-Lifshitz [71] :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \mu_0 \vec{M} \wedge \left[\vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} \right] \quad (1.23)$$

où γ est le rapport gyromagnétique et α est le paramètre d'amortissement phénoménologique de Gilbert.

En séparant l'aimantation et le champ effectif équivalent en une composante statique et une composante dynamique petit signal telles que $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$ et $\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_{\text{eff}-0} + \vec{h}_{\text{eff}}$, il est possible de linéariser l'équation (1.23) afin d'obtenir une solution analytique.

Deux étapes sont alors nécessaires à l'obtention de cette expression analytique de l'impédance :

1. déterminer la structure magnétique de l'échantillon, donnant les directions des positions d'équilibre statique, \vec{M}_0 et $\vec{H}_{\text{eff}-0}$, de l'aimantation et du champ effectif interne, en fonction du champ quasi-statique appliqué H ,
2. résoudre simultanément les équations de Maxwell (1.22) et de Landau-Lifshitz (1.23) en petit signal (régime linéaire) dans cette structure donnée.

Les deux sous-sections suivantes détaillent plus précisément ces étapes.

1.3.1 Position d'équilibre statique

La première étape consiste à déterminer la structure magnétique de l'échantillon, c'est-à-dire trouver l'angle, θ_M , donnant la direction de la position d'équilibre statique, \vec{M}_0 , de l'aimantation. Dans cette partie, seules les composantes statiques de \vec{M} et de \vec{H}_{eff} sont considérées. La représentation de la géométrie du système est donnée à la figure 1.6, le choix des coordonnées cylindriques étant particulièrement adapté pour le cas des micro-fils. Il est à noter que les champs statiques possèdent une composante axiale (parallèle à \vec{n}_z) et orthoradiale (parallèle à \vec{n}_φ) mais aucune composante radiale (parallèle à \vec{n}_r). De même, le vecteur aimantation est restreint au plan $(\vec{n}_z, \vec{n}_\varphi)$ à cause du fort champ de désaimantation radial.

Comme précisé précédemment, nous considérons que le matériau magnétique est monodomaine. Par conséquent, les mécanismes d'aimantation sont uniquement régis par la rotation des moments magnétiques. La position d'équilibre statique de l'aimantation est obtenue en cherchant l'angle θ_M permettant de minimiser la densité d'énergie libre, U_0 , du système. Cette dernière est donnée par la relation :

$$\frac{U_0}{\mu_0 M_s} = -H_z \cos \theta_M - H_\varphi \sin \theta_M - \frac{1}{2} H_k \cos^2(\theta_k - \theta_M). \quad (1.24)$$

Les deux premiers termes du membre de droite de cette équation correspondent aux contributions de l'énergie de Zeeman engendrées par les champs statiques axial, H_z , et circonférentiel, H_φ . Ce dernier est lié au courant de polarisation statique, I_{dc} , circulant dans l'échantillon. Le dernier terme de cette équation correspond à la contribution énergétique du champ d'anisotropie, H_k , dont la direction forme un angle θ_k avec l'axe du micro-fil. Les autres types d'interactions, tels que l'effet du couplage magnétoélastique, ont été négligées ici. Néanmoins, dans le cas de cette dernière, sa contribution est équivalente à celle du champ d'anisotropie, et peut donc être incluse en considérant un champ d'anisotropie effectif global. Enfin, la symétrie cylindrique et la forme très allongée des micro-fils permettent de négliger l'effet du champ démagnétisant.

L'évolution de l'énergie libre du système, U_0 , en fonction de l'angle de la position d'équilibre de l'aimantation, θ_M , est donnée à la figure 1.7 pour différentes valeurs de champ magnétique statique axial appliqué. Les points “ \times ” et “ $+$ ” représentent les minima de U_0 définissant de fait la position d'équilibre statique de l'aimantation. Lorsque les deux symboles sont superposés, le minimum est unique, et la direction de l'aimantation est alors parfaitement définie. Dans le cas contraire, un phénomène d'hystérésis apparaît suivant que le balayage en champ, H_z , est effectué dans le sens croissant ou décroissant. Les quatre graphiques de la figure 1.7 sont obtenus pour différentes valeurs de champ statique circonférentiel, H_φ . Il apparaît que le

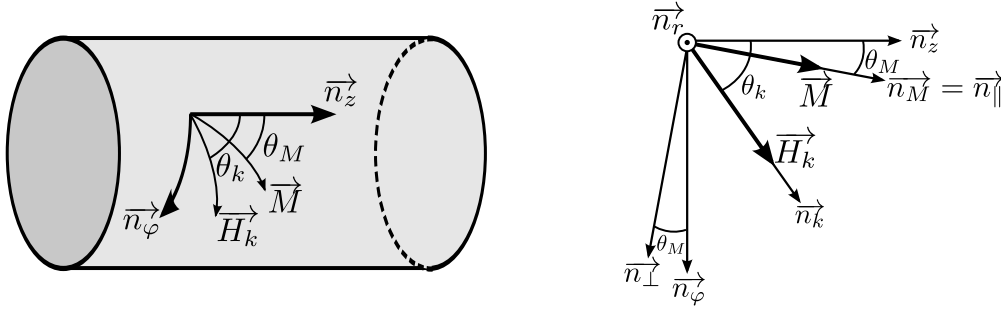


FIGURE 1.6 Repère utilisé pour la description du système. Celui-ci utilise les coordonnées cylindriques. \vec{n}_z représente le vecteur unitaire axial (colinéaire à l'axe du micro-fil) et \vec{n}_φ la composante circonférentielle. \vec{n}_M est le vecteur unitaire, d'angle θ_M par rapport à l'axe du fil, donnant direction de l'aimantation, \vec{M} , et \vec{n}_k , d'angle θ_k , est celui de la direction du champ d'anisotropie, \vec{H}_k .

minimum d'énergie est unique, quel que soit H_z , lorsque $H_\varphi \geq H_k \sin \theta_k$. De plus, dès que $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, il existe en théorie deux minima, néanmoins un seul est accessible.

La minimisation de l'équation (1.24) permet d'obtenir la direction, θ_M , de l'aimantation statique en fonction du champ magnétique appliqué, H_z . Celle-ci est illustrée à la figure 1.8 pour différentes valeurs de champ statique circonférentiel, H_φ . Les remarques précédentes, concernant la présence possible d'hystérésis en fonction de la valeur de H_φ , sont retrouvées ici.

À l'équilibre, \vec{M}_0 est alignée avec $\vec{H}_{\text{eff}-0}$, soit :

$$H_{\text{eff}-0} = \vec{H}_{\text{eff}-0} \cdot \vec{n}_M = H_z \cos \theta_M + H_\varphi \sin \theta_M + H_k \cos^2(\theta_k - \theta_M). \quad (1.25)$$

De plus, il est possible de définir un second champ effectif interne, H_{int} , apparaissant lors de la résolution des équations (1.22) et (1.23), tel que :

$$H_{\text{int}} = H_{\text{eff}-0} - H_k \sin^2(\theta_k - \theta_M) = H_z \cos \theta_M + H_\varphi \sin \theta_M + H_k \cos 2(\theta_k - \theta_M). \quad (1.26)$$

1.3.2 Résolution des équations dynamiques

Lorsque la structure magnétique statique du matériau est connue, quel que soit le champ magnétique externe appliqué, l'impédance de l'échantillon peut être obtenue en résolvant simultanément les équations (1.22) de Maxwell et (1.23) de Landau-Lifshitz, en petit signal (linéarisée) dans cette structure magnétique donnée.

La solution générale donne lieu à quatre modes de propagation de l'onde électromagnétique dans le fil [72]. Trois modes sont dit magnétiques (polarisés suivant un plan perpendiculaire

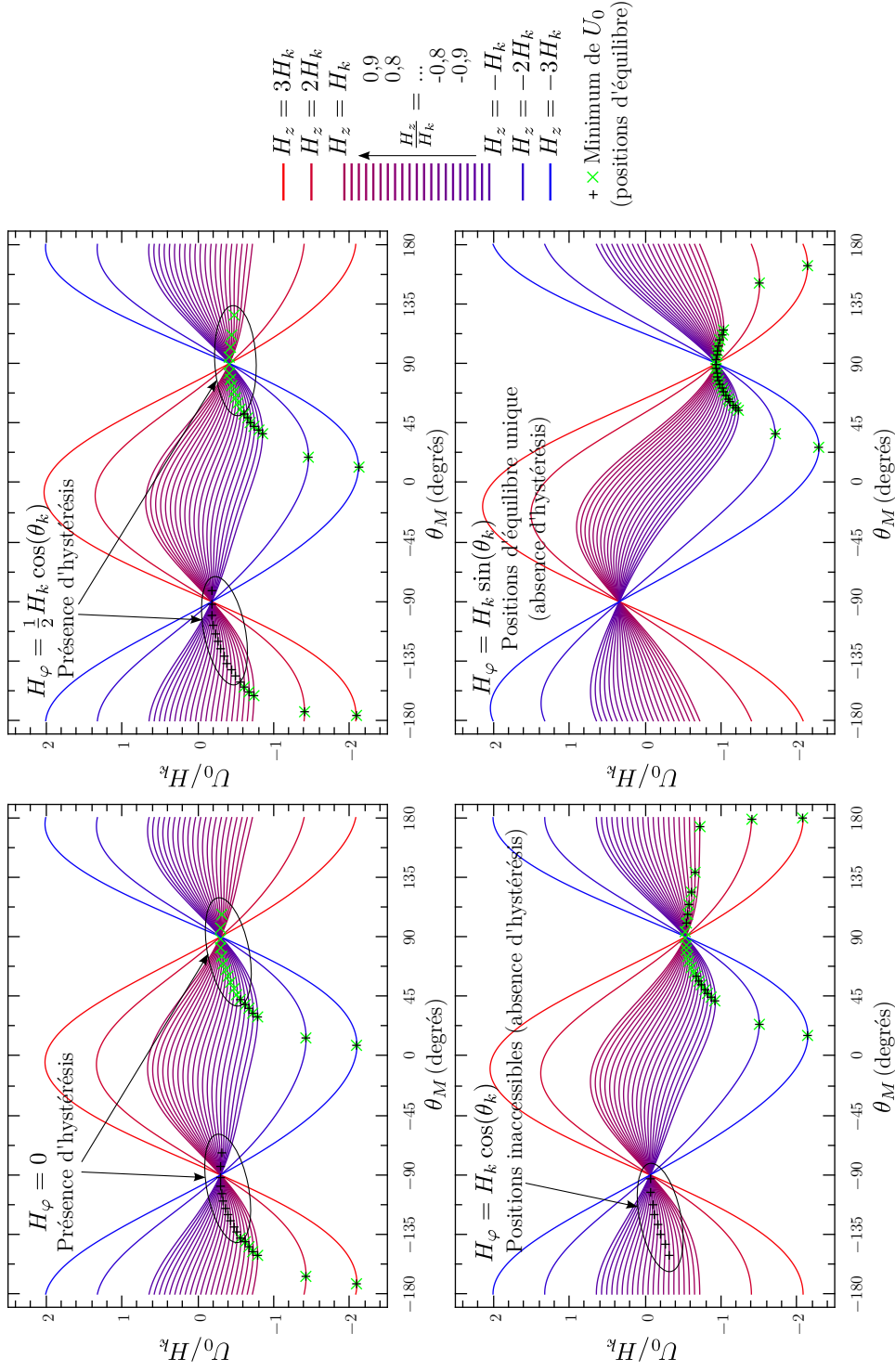


FIGURE 1.7 Énergie du système, U_0 , normalisée par H_k en fonction de l'angle θ_M pour différentes valeurs de H_z (de $-3H_k$ à $3H_k$). Les points “ \times ” et “+” représentent les minima de U_0 . Lorsque les deux symboles sont superposés, le minimum est unique. Les quatre graphiques sont obtenus pour différentes valeurs de champ statique circconférentiel, H_φ . Lorsque $H_\varphi \geq H_k \sin \theta_k$ il n'y a pas d'hystérésis puisque le minimum est unique, quel que soit H_z . De plus, dès que $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, il existe théoriquement deux minima, néanmoins un seul est accessible et nous ne constatons alors plus de saut dû au renversement de \vec{M}_0 . Les valeurs utilisées ici correspondent aux propriétés de l'échantillon c3 du chapitre 2, données au tableau 2.2, et considérant une anisotropie telle que $H_k = 160 \text{ A/m}$ et $\theta_k = 70^\circ$.

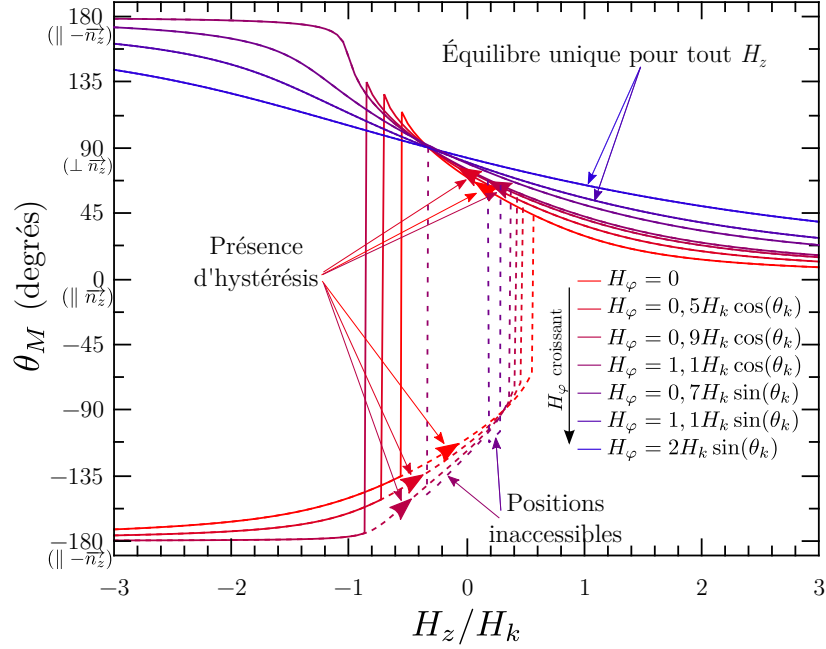


FIGURE 1.8 Variation de l'angle θ_M de la direction de l'aimantation en fonction du champ magnétique axial appliqué, H_z , pour différentes valeurs du champ statique circonférentiel, H_φ (H_φ croissant du rouge vers le bleu). Les traits pleins et discontinus représentent respectivement un balayage en champ H_z dans le sens croissant et dans le sens décroissant. Lorsque $H_\varphi \leq H_k \cos \theta_k$, il y a présence d'hystérésis avec un retournement brusque de l'aimantation. Pour $H_k \cos \theta_k \leq H_\varphi \leq H_k \sin \theta_k$, il y a possiblement deux positions d'équilibre dans la région centrale, néanmoins une seule est accessible. Pour $H_\varphi \geq H_k \sin \theta_k$, la position est unique et il n'y a plus d'hystérésis possible. Les valeurs utilisées ici correspondent aux propriétés de l'échantillon c3 du chapitre 2, données au tableau 2.2, et considérant une anisotropie telle que $H_k = 160 \text{ A/m}$ et $\theta_k = 70^\circ$.

à \vec{M}_0) et un non-magnétique (polarisé suivant la direction de \vec{M}_0). Dans le cas où le micro-fil est saturé, la direction de l'aimantation, \vec{M}_0 , est parallèle au courant d'excitation (direction axiale) et les trois modes magnétiques sont suffisants pour résoudre l'impédance du fil. À l'inverse, si le champ externe appliqué n'est pas suffisant pour saturer le micro-fil, \vec{M}_0 n'est pas parallèle au courant d'excitation. Il existe alors une composante non-nulle de \vec{h} le long de \vec{M}_0 permettant d'exciter le mode non-magnétique. Ainsi, l'ensemble des quatre modes doit donc être pris en compte pour déterminer l'impédance.

Les composantes transverses de l'aimantation et du champ magnétique sont proportionnelles. Ceci fait alors apparaître une perméabilité transverse, μ_M , liée aux trois modes magnétiques précédents. Une expression rigoureuse de cette dernière est donnée à la référence [68], intégrant les phénomènes d'amortissement de Gilbert, α , et les phénomènes d'échanges-conductivités. Il est à noter ici que la condition pour laquelle l'amortissement de Gilbert devient inférieur à l'amortissement de l'échange-conductivité définit une fréquence critique ω_c (appelée « crossover frequency »). Ce point est revu plus en détail au chapitre 2. L'expression générale de μ_M peut être approchée par une expression plus simple en négligeant les phénomènes d'amortissement. μ_M s'exprime alors par :

$$\mu_M \approx \frac{M_s}{H_{int}} \mu_0. \quad (1.27)$$

Soit un nouveau système de coordonnées $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$, issu des coordonnées cylindriques, où \vec{n}_\parallel est aligné avec la direction de l'aimantation statique \vec{n}_M , tel qu'illustré à la figure 1.6. Il est alors possible de séparer l'impédance de surface en un mode magnétique, $Z_M \propto \sqrt{\mu_M}$, combinant les trois modes magnétiques, et un mode non-magnétique, $Z_N \propto \sqrt{\mu_0}$, correspondant au quatrième mode, tel que :

$$\begin{pmatrix} e_\perp \\ e_\parallel \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & -Z_N \\ Z_M & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_\perp \\ h_\parallel \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

Le tenseur d'impédance de surface $[\zeta_s]$ de l'équation (1.3) exprime les relations entre les composantes axiales et circonférentielles des champs magnétiques et électriques à la surface du matériau. Son expression peut donc être obtenue à partir de (1.28) en opérant un changement du repère $(\vec{n}_r, \vec{n}_\perp, \vec{n}_\parallel)$ vers le repère initial $(\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z)$. Ceci correspond à une rotation d'angle θ_M (compris entre l'axe de \vec{M}_0 et l'axe du fil \vec{n}_z). Ce qui donne :

$$\begin{cases} \zeta_{zz} &= Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M \\ \zeta_{\varphi\varphi} &= -Z_M \sin^2 \theta_M - Z_N \cos^2 \theta_M \\ \zeta_{\varphi z} &= -\zeta_{z\varphi} = (Z_M - Z_N) \sin \theta_M \cos \theta_M \end{cases} \quad (1.29)$$

Il apparaît ici que le tenseur d'impédance de surface, $[\zeta_s]$, varie en fonction du champ magnétique à la fois à travers la dépendance en champ de θ_M et à travers celle de l'expression de Z_M . La résolution complète du système, prenant en compte les conditions aux frontières, permet de trouver l'expression rigoureuse de Z , donnée à la référence [68], sans passer par l'évaluation explicite du rapport h_z/h_φ apparaissant dans l'équation (1.4). Si $|Z_N| \ll 1$ et $|Z_M| \ll 1$, l'expression se simplifie en $Z = \frac{l}{2\pi a} \zeta_{zz} = \frac{l}{2\pi a} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M)$ qui est identique à celle de l'équation (1.4) lorsque la composante h_z est nulle. Dans le cadre de cette approximation, il est alors possible d'exprimer Z_N et Z_M par :

$$\begin{aligned} Z_N &= k_N \rho \frac{J_0(k_N a)}{J_1(k_N a)} \\ Z_M &= k_M \rho \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \end{aligned} \quad (1.30)$$

avec $k_M = k_N \sqrt{\frac{\mu_M}{\mu_0}}$ (pour rappel, $k_N = \frac{1-j}{\delta_N}$ et $\delta_N = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega_p \mu_0}}$). Pour des matériaux amorphes typiques, cette approximation est justifiée pour $f_p < 1$ MHz environ et l'erreur reste très faible jusqu'à 10 MHz.

Finalement, l'expression de l'impédance d'un conducteur magnétique en fonction du champ magnétique appliqué est donnée en combinant les équations (1.4), (1.29), (1.30) et (1.27).

Un exemple de courbes présentant l'évolution de l'impédance de surface, ζ_{zz} , en fonction de H_z , dans le cadre des approximations considérées jusqu'ici, est donné en figure 1.9.

1.3.3 Performances intrinsèques des dispositifs MIG

D'après la section 1.2, les critères importants en vue de réaliser un magnétomètre à haute sensibilité sont la sensibilité de l'échantillon et le niveau de bruit en champ, fixant le plus petit signal mesurable.

L'objectif poursuivi étant la réalisation de magnétomètres, les travaux de modélisation précédents ont alors été utilisés en s'intéressant plus particulièrement à ces deux paramètres comme dans les travaux [73, 74, 28].

Sensibilité

D'après la section 1.2.1, la sensibilité est définie par $S_v = I_{ac} S_\Omega$ (équation (1.20)) où la sensibilité intrinsèque, $S_\Omega = \left. \frac{\partial Z(B)}{\partial B} \right|_{B=B_p}$, représente la variation d'impédance par rapport aux variations du champ magnétique. Une expression analytique de cette dernière, basée sur la dérivé de l'expression de l'impédance MIG par rapport à B , est donnée dans les travaux [28]

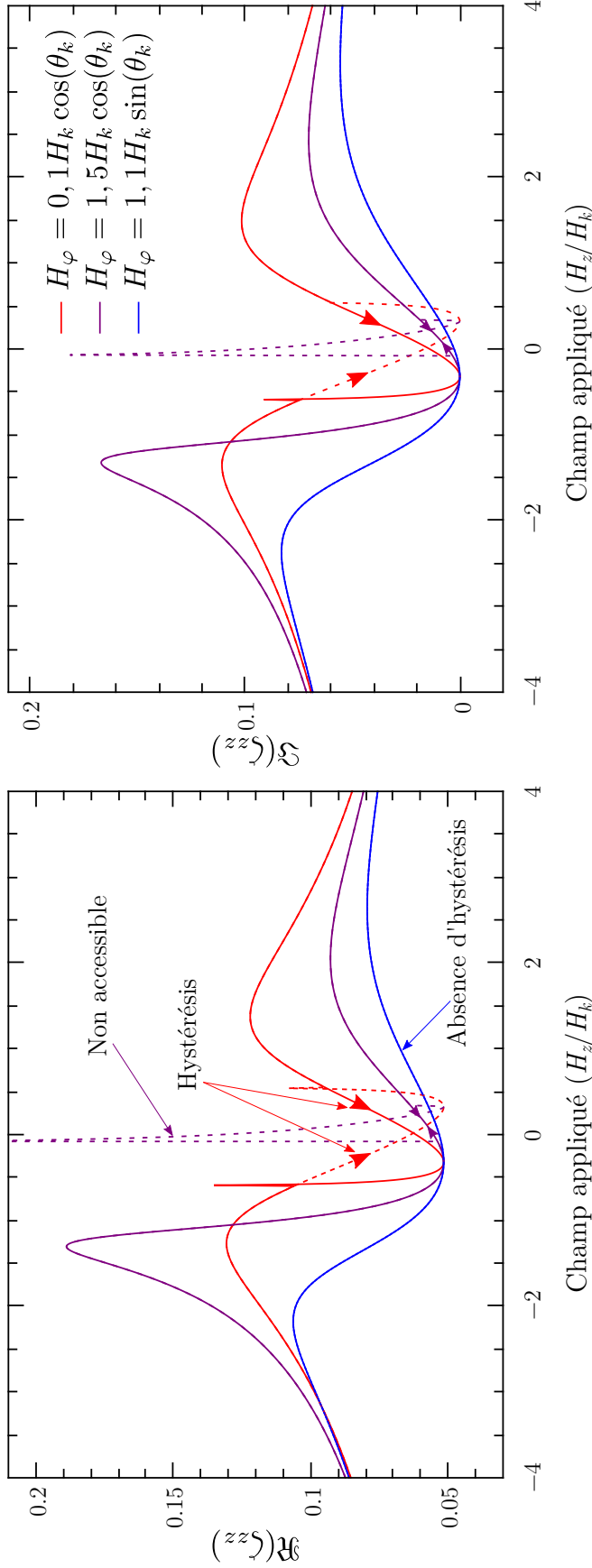


FIGURE 1.9 Exemple de variation des parties réelle et imaginaire de l'élément ζ_{zz} du tenseur d'impédance de surface en fonction du champ magnétique axial appliqué, H_z . Les traits pleins et discontinus représentent un balayage un champ H_z dans les sens croissant et décroissant respectivement. Les différentes courbes correspondent aux différentes valeurs attribuées au champ statique circconférentiel, H_φ . Conformément à la section 1.3.1, la présence d'un hystérésis est visible sur la courbe $H_\varphi \leq H_k \cos \theta_k$ avec une discontinuité correspondant au renversement brutal de l'aimantation. Lorsque $H_\varphi > H_k \cos \theta_k$, l'hystérésis disparaît (la courbe pour $H_k \cos \theta_k \leq H_\varphi \leq H_k \sin \theta_k$ affiche un hystérésis possible, néanmoins seule la partie en trait plein correspond à des valeurs accessibles de la position d'équilibre). Les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux correspondant à l'échantillon c3 du chapitre 2, avec une anisotropie telle que $H_k = 160 \text{ A/m}$ et $\theta_k = 70^\circ$, soumis à une excitation de fréquence $f_p = 1 \text{ MHz}$.

par :

$$S_{\Omega} = Z_N \frac{\sin \theta_M}{H_{int}} \left[\frac{1}{2M_s} \xi \sqrt{\left(\frac{\mu_M}{\mu_0}\right)^3} \left(\frac{3H_k}{2} \sin 2(\theta_k - \theta_M) - H_{int} \cot \theta_M \right) \cos^2 \theta_M \right. \\ \left. - \left(\xi \sqrt{\frac{\mu_M}{\mu_0}} - 1 \right) \sin 2\theta_M \right] \quad (1.31)$$

où $\xi = \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)} \frac{J_1(k_N a)}{J_0(k_N a)}$.

Étant donné que le modèle est basé sur la linéarisation de l'équation de mouvement de l'aimantation, les effets non-linéaires dus à l'amplitude d'excitation ne sont pas pris en compte et la sensibilité intrinsèque, S_{Ω} , est indépendante de l'amplitude du courant d'excitation, I_{ac} . Dans ce cas, il apparaît que la sensibilité en tension, S_v , peut être aussi élevée que souhaitée en augmentant simplement l'amplitude d'excitation I_{ac} . En pratique, à des fréquences d'excitation d'une dizaine de MHz, quelques mA suffisent à atteindre le régime de fonctionnement non-linéaire. L'augmentation du courant d'excitation engendre alors l'évolution de la caractéristique typique en double pics vers une caractéristique en simple pic entraînant alors une diminution graduelle de la sensibilité intrinsèque (une illustration de ce phénomène est présentée en figure 2.17 du chapitre 2). Le modèle numérique de la MIG non-linéaire, développé par D. SEDDAOUI [20], reproduit très bien ce comportement. Il existe alors un courant d'excitation optimale, I_{ac-opt} , donnant la sensibilité maximale, S_{v-max} , qui est le compromis entre l'accroissement de I_{ac} et la diminution de S_{Ω} . Il apparaît, aussi bien numériquement qu'expérimentalement, que l'amplitude de ce courant optimal se situe très légèrement au-dessus du seuil d'apparition des effets non-linéaires. Dans ce cas, l'utilisation du modèle linéaire semble alors raisonnable, et la sensibilité en tension (exprimée en V/T) peut être obtenue en multipliant l'expression de S_{Ω} par l'amplitude, I_{ac} , du courant d'excitation tel que montré à l'équation (1.20). Nous verrons par la suite, au chapitre 2, que le seuil d'apparition des effets non-linéaires, et donc l'amplitude du courant optimal, dépend des paramètres physiques de l'échantillon. Ceci est donc un élément crucial dans le choix d'un échantillon particulier.

Bruit intrinsèque

Une étude du bruit intrinsèque des échantillons MIG a également été menée. Deux sources de bruit intrinsèques aux dispositifs MIG sont alors à distinguer, (1) le bruit thermique, ou bruit de Johnson, v_{nJ} , propre à chaque impédance et exprimé en $V/\sqrt{\text{Hz}}$, et (2) le bruit magnétique, $b_{n_{br-MIG}}$, lié aux fluctuations thermiques de l'aimantation, exprimé cette fois en $T/\sqrt{\text{Hz}}$.

Comme pour toute impédance, le bruit de Johnson, basse fréquence, est donné par :

$$v_{nJ} = \sqrt{4k_B T_{emp} R_{dc}} \quad (1.32)$$

où $R_{dc} = \rho l / \pi a^2$ est la résistance continue de l'échantillon, k_B est la constante de Boltzmann ($k_B = 1,38 \times 10^{-23}$ J/K) et $T_{emp} \approx 300$ K est la température⁶. Ce bruit peut alors être exprimé par un bruit équivalent en champ (en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$) en divisant son expression par celle de la sensibilité, S_v , discutée précédemment.

Il a été montré, [73, 74], que les fluctuations thermiques de la direction de l'aimantation (θ_M) entraînent des fluctuations de l'impédance, responsables du bruit magnétique intrinsèque de l'échantillon. L'échantillon étant considéré mono-domaine, il n'est pas nécessaire d'intégrer ici le bruit de Barkhausen lié aux mouvements des parois de domaines [75]. Utilisant le théorème d'équipartition, donnant les fluctuations thermiques moyennes de la direction de l'aimantation, associé au théorème de fluctuation-dissipation, L. MÉLO et coll. obtiennent alors la densité spectrale des fluctuations de la direction de l'aimantation. La variation de l'impédance en fonction de θ_M , associée à la sensibilité intrinsèque en Ω/T , permet de déduire l'expression de la densité spectrale de bruit magnétique intrinsèque attendue, $b_{n_{br-MIG}}$, en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$ par [74, 28] :

$$\begin{aligned} b_{n_{br-MIG}} &= \frac{H_{int}}{\sin \theta_M} \frac{\mu_M}{\mu_0 M_s} \sqrt{\frac{2\alpha k_B T_{emp}}{\gamma M_s V_{ol}}} \\ &\approx \frac{1}{\sin \theta_M} \sqrt{\frac{2\alpha k_B T_{emp}}{\gamma M_s V_{ol}}} \end{aligned} \quad (1.33)$$

où l'expression approchée, $\mu_M = \mu_0 M_s / H_{int}$ (équation (1.27)), a été utilisée dans la seconde ligne. V_{ol} représente le volume de l'échantillon soit $V_{ol} = \pi a^2 l$.

Ainsi, ces travaux prédisent des niveaux de bruit en champ, $b_{n_{br-MIG}}$, extrêmement bas pour des micro-fils MIG typiques, avec des valeurs inférieures à la dizaine de fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour des matériaux ferromagnétiques amorphes à base de Cobalt d'un diamètre de 36 μm et d'une longueur de 1 cm. Pour un micro-fil typique équivalent, de résistance continue $R_{dc} \approx 20 \Omega$ et présentant une sensibilité en champ $S_v \approx 3 \text{ kV/T}$, le bruit thermique est supérieur au bruit magnétique et vaut environ 200 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Ces faibles valeurs ont alors confirmé l'intérêt des dispositifs MIG pour la réalisation de magnétomètres ultra-sensibles.

Une conclusion importante de ces travaux est l'influence du courant de polarisation statique, I_{dc} , aussi bien sur la sensibilité que sur le niveau de bruit, permettant de fixer l'échantillon dans des conditions d'opération optimales [8]. Il est à noter, comme évoqué à la section 1.2.3 à propos de la référence [5], que lorsque les conditions de fonctionnement optimales

6. Bien que la température soit plus généralement notée T , la notation T_{emp} lui est préférée ici pour des raisons de clarté avec certaines notations des chapitres 4 et 5.

sont réalisées, le niveau de bruit total de la chaîne de mesure est dominé par le bruit de l'électronique de conditionnement. Ceci implique que les performances ultimes d'un magnétomètre à MIG (uniquement limitées par le capteur) n'ont pas encore été atteintes. Le lecteur pourra trouver un exposé détaillé de ceci aux références [76, 77, 8, 5].

1.4 Motivations et enjeux actuels

Ce premier chapitre a présenté la phénoménologie de la MIG et décrit le cas particulier de son utilisation comme magnétomètre. Un bref rappel de modélisation, dans le cas des micro-fils ferromagnétiques mono-domaines tels que ceux considérés dans cette thèse, a permis d'exposer les mécanismes mis en jeu dans l'effet MIG.

Une revue des travaux récents concernant la magnétométrie à base de matériau MIG a révélé que relativement peu de travaux s'intéressent aux performances en bruit, ces dernières fixant pourtant le plus petit champ magnétique mesurable. Les études du bruit intrinsèque désigne les matériaux MIG comme étant très prometteurs dans le cadre de la magnétométrie à ultra-haute sensibilité. Cependant, les travaux récents [5] montrent que les performances sont pour l'instant limitées par le bruit de l'électronique de conditionnement au regard de la sensibilité du capteur.

Par conséquent, l'optimisation d'un magnétomètre à MIG, qui fait l'objet de ce travail de thèse, passe par l'augmentation de cette sensibilité et/ou par la réduction du bruit de l'électronique de la chaîne de détection. L'augmentation de la sensibilité a en fait, pour finalité, de réduire la contribution du bruit de l'électronique sur le bruit total, telle que suggérée par l'équation 1.14. Avec ces objectifs en vue, et à partir des éléments exposés dans ce chapitre, le travail de thèse s'articule autour de trois grands volets interdépendants :

1. Le premier concerne le premier élément de la chaîne d'instrumentation et s'intéresse donc à l'aspect matériau du capteur MIG. L'objectif principal est d'identifier les propriétés physiques permettant d'accroître la sensibilité en champ intrinsèque (terme $\frac{\partial Z}{\partial B}|_{B=B_p}$) tout en tenant compte de l'importance cruciale de l'amplitude du courant d'excitation optimal admissible dans l'échantillon, ces deux points n'ayant été que peu traités dans les travaux antérieurs.
2. Le second volet concerne l'étude du modèle quadripôle des dispositifs micro-fils associés à une bobine de détection. La modélisation permettra d'obtenir les paramètres théoriques de la matrice impédance qui seront confrontés aux mesures expérimentales. Elle conduira alors à identifier le terme de la matrice impédance $[Z]$ à privilégier en fonction de l'électronique de conditionnement, ainsi qu'à définir une conception optimale de l'ensemble MIG-bobine (diamètre du bobinage, nombre de tours, etc.).

3. Le troisième volet de ce travail, enfin, concerne l'aspect conditionnement du magnétomètre. Nous nous intéresserons ici à identifier la meilleure solution de mise en œuvre en fonction des éléments retenus précédemment, en attachant un soin particulier à la problématique du bruit. Ceci permettra de prédire puis vérifier les performances obtenues, en terme de bruit, de sensibilité, de bande passante, de dynamique, dans le cas d'un magnétomètre optimisé.

Ces trois volets sont développés dans les chapitres suivants où la compréhension de chacun de ces aspects permettra de mettre en évidence les interactions entre les différentes contraintes d'optimisation.

Chapitre 2

Caractérisation du matériau sensible

Le chapitre 1 a rappelé les voies d'optimisation des performances en bruit des magnétomètres à MIG, notamment celle de l'augmentation de la sensibilité. A partir de ce constat, ce second chapitre se consacre à l'étude des propriétés du matériau MIG (magnétiques et électriques) afin de définir des critères d'optimisation de l'élément sensible.

Comme nous l'avons exposé à la section 1.2.3, les travaux sur l'optimisation des matériaux MIG cherchent généralement à accroître l'effet magnéto-impédant géant en retenant, pour quantifier cet effet, l'amplitude des variations relatives d'impédance en fonction du champ magnétique externe, $\frac{\Delta Z}{Z_{ref}} = \frac{Z - Z_{ref}}{Z_{ref}}$. Or, comme il a été exposé en section 1.2.3, ce paramètre n'est pas le plus pertinent pour la réalisation d'un magnétomètre à très haute sensibilité. Pour rappel, le critère de comparaison qui nous intéresse ici est la sensibilité S_v , définie comme la variation de la tension apparaissant aux bornes du dispositif par rapport aux variations de champ magnétique appliqué, $S_v = \frac{\partial V_{ac}}{\partial B} \big|_{B=B_p}$. Celle-ci est en fait donnée par le produit, $S_\Omega I_{ac}$ (équation 1.20), de la sensibilité intrinsèque, S_Ω , (définie comme la variation d'impédance par rapport aux variations de champ magnétique appliqué, $\frac{\partial Z}{\partial B} \big|_{B=B_p}$) par l'amplitude, I_{ac} , du courant d'excitation circulant dans le dispositif. La figure 1.5 du chapitre 1 a clairement montré que suivant le critère de comparaison retenu, $\frac{\Delta Z}{Z_{ref}}$ ou S_Ω , les choix d'optimisation de l'élément sensible pouvaient être antagonistes.

Pour cette raison, il nous a paru important de mener une étude approfondie des performances des principaux matériaux MIG afin de comparer un certain nombre d'échantillons sur la base de critères pertinents.

Les éléments de modélisation actuels, présentés en section 1.3 et permettant de prédire l'effet MIG en fonction des propriétés physiques du matériau considéré, impliquent deux étapes : (1) déterminer la structure magnétique quasi-statique du matériau en fonction du champ appliqué, puis, (2) résoudre simultanément les équations de Maxwell et du mouvement de l'aimantation pour cette structure magnétique. Quoique relativement bien maîtrisés, ces modèles ne permettent pas de prédire directement et facilement l'effet des différents paramètres sur la sensibilité, hormis par une étude comparative et exhaustive des résultats de simulation. De plus, certains paramètres inclus dans le modèle ne sont pas directement accessibles à la mesure, notamment les paramètres liés à l'anisotropie du matériau (H_k et

θ_k).

Ainsi, ce chapitre est tout d'abord consacré à la description d'un modèle simplifié de la sensibilité permettant de dégager explicitement les propriétés physiques les plus pertinentes à optimiser. Il s'intéresse ensuite à la vérification expérimentale des prédictions de ce modèle simplifié. Pour ce faire, les paramètres physiques d'une série de différents micro-fils sont caractérisés et la sensibilité théorique de chacun des échantillons est comparée aux performances expérimentales. L'analyse de ces résultats permet également d'identifier parmi les échantillons existant celui qui présente les meilleures performances pour la réalisation d'un magnétomètre à haute sensibilité. Nous rappelons que, dans cette étude, nous nous intéressons exclusivement au cas des micro-fils amorphes.

Afin de proposer une comparaison fiable des performances MIG entre divers échantillons et un modèle, il faut s'assurer de la reproductibilité des résultats. Cependant, celle-ci peut être difficile à obtenir notamment à cause des disparités sur la contrainte mécanique (pouvant être induite lors de la prise de contact) et de l'inhomogénéité de certains échantillons. Cet aspect nécessite d'apporter un soin tout particulier à la préparation de l'ensemble des échantillons et impose une étude spécifique de l'effet des contraintes sur la sensibilité. Par souci de clarté, cette étude spécifique est récapitulée en fin de chapitre, à la section 2.5. Bien que les sections 2.2, 2.3 et 2.4, sur la comparaison des échantillons entre eux, n'en fasse pas état, la prise en compte de l'effet des contraintes mécanique y est cependant implicite.

2.1 Modèle simplifié de la sensibilité

Comme évoqué précédemment, les éléments de modélisation actuels de la MIG ne permettent de prédire l'effet des différents paramètres sur la sensibilité uniquement qu'au travers d'une étude comparative et exhaustive des résultats de simulation. Afin de dégager explicitement les optimisations permettant d'accroître la sensibilité, un modèle simplifié de cette dernière a été proposé, dès le début de ces travaux de thèse, par D. MÉNARD et coll. [9]. Dans ce cas, la sensibilité intrinsèque du matériau vis-à-vis des variations de champ magnétique, S_Ω , est approchée par le rapport Z_{pk}/H_{pk} , où Z_{pk} et H_{pk} sont respectivement la valeur de l'impédance maximum et sa position en champ, comme illustré sur la figure 2.1.

Bien que cette approximation tende systématiquement à surévaluer la pente réelle, elle lui reste néanmoins relativement proportionnelle dans une large gamme de conditions expérimentales (quels que soient I_{dc} , I_{ac} , f_p , etc.), et permet d'obtenir une expression analytique et explicite de la sensibilité vis-à-vis des propriétés du matériau. La sensibilité théorique estimée s'exprime alors :

$$\widetilde{S}_v = I_{ac} S_\Omega|_{H=H_p} \approx \frac{Z_{pk}}{\mu_0 H_{pk}} I_{ac} \quad (2.1)$$

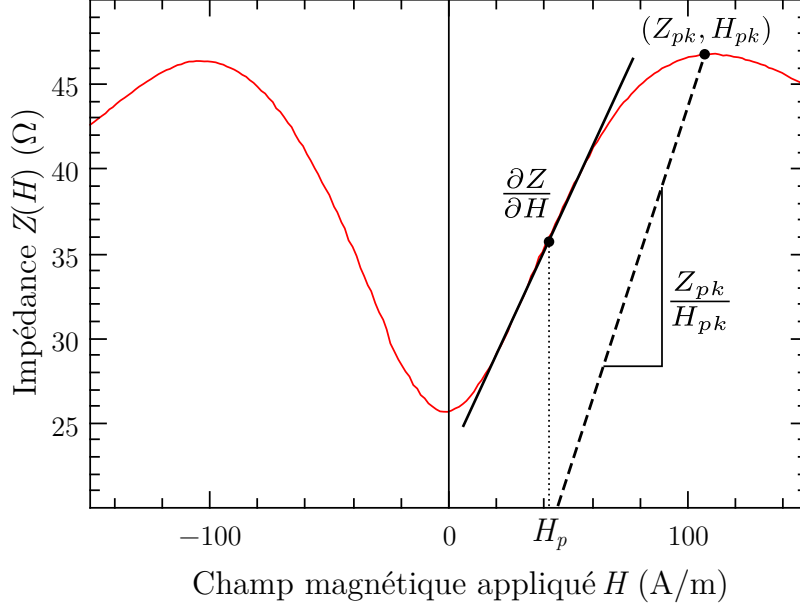


FIGURE 2.1 Variation du module de l'impédance d'un micro-fil MIG en fonction du champ magnétique appliqué. La ligne noire pleine représente la pente maximale de la courbe au point de fonctionnement tandis que la ligne en pointillé (passant par l'origine) illustre l'approximation de cette pente utilisée dans le modèle [9].

où H_p est le point de fonctionnement statique en champ maximisant la sensibilité intrinsèque et I_{ac} est l'amplitude du courant d'excitation parcourant l'élément sensible.

Pour une fréquence suffisamment élevée de sorte que l'effet de peau soit non-négligeable, l'impédance est maximale lorsque la profondeur de pénétration est minimale, $\delta = \delta_{min}$, équivalent à la plus petite surface à travers laquelle circule le courant. Par conséquent :

$$Z_{pk} = \frac{\rho l}{\pi a^2 - \pi(a - \delta_{min})^2} \approx \frac{\rho l}{2\pi a \delta_{min}} \quad (2.2)$$

où ρ est la résistivité, l est la longueur du fil et a est son rayon (avec $a \gg \delta_{min}$).

Considérant un fil magnétique idéal mono-domaine¹, avec une anisotropie parfaitement circumférentielle, deux expressions différentes permettent de formuler la profondeur de pénétration minimale, au regard des effets la limitant [78]. Ainsi, tant que la fréquence d'excitation est inférieure à une certaine fréquence, $f_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$, la profondeur de pénétration est limitée par les effets d'échange-conductivité et dépend de la fréquence suivant l'expression :

$$\delta_{min} \approx \left(\frac{A\rho}{\mu_0^2 M_s^2 \omega_p} \right)^{1/4} \quad (2.3)$$

1. La considération mono-domaine est justifiée à la section 1.3.

où A est la constante d'échange, M_s est l'aimantation à saturation et $\omega_p = 2\pi f_p$ est la pulsation d'excitation. Lorsque la fréquence, f_p , augmente, la profondeur de pénétration est alors limitée par le paramètre phénoménologique d'amortissement de Gilbert, α . Son expression est alors indépendante de la fréquence et est donnée par :

$$\delta_{min} \approx \left(\frac{\alpha \rho}{\mu_0^2 \gamma M_s} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

où γ est le rapport gyromagnétique. Le recouvrement entre les deux phénomènes permet de définir la fréquence limite, f_c , telle que :

$$f_c = \frac{\mu_0^2 \gamma^2 A}{\alpha^2 \rho}. \quad (2.5)$$

Elle vaut quelques centaines de MHz pour des micro-fils typiques.

Comme nous l'avons évoqué à la section 1.3.3, une augmentation de l'amplitude, I_{ac} , du courant d'excitation entraîne l'évolution de la caractéristique MIG typique en double pics vers une caractéristique en simple pic (illustrée en figure 2.17 de la section 2.5.2). Ceci engendre naturellement une diminution graduelle de la sensibilité intrinsèque, S_Ω , définissant alors une amplitude d'excitation optimale, I_{ac-opt} , pour laquelle la sensibilité en tension, S_v , est maximale². Afin de prendre en compte l'effet de ce paramètre sur la sensibilité, il est possible de réécrire l'expression du courant d'excitation en fonction d'un champ magnétique circonférentiel critique, H_c , tel que $I_{ac-opt} = 2\pi a H_c$. En combinant cette expression aux équations (2.1) à (2.4) précédentes, la sensibilité en V/T, par unité de longueur, peut s'écrire :

$$\frac{\widetilde{S}_v}{l} \approx \left(\frac{M_s^2 \omega_p \rho^3}{\mu_0^2 A} \right)^{1/4} \frac{H_c(\omega_p)}{H_{pk}(\omega_p)} \quad (\omega_p < \omega_c) \quad (2.6a)$$

ou

$$\frac{\widetilde{S}_v}{l} \approx \left(\frac{\gamma M_s \rho}{\alpha} \right)^{1/2} \frac{H_c(\omega_p)}{H_{pk}(\omega_p)} \quad (\omega_p > \omega_c) \quad (2.6b)$$

en fonction de la fréquence d'excitation. Dans le régime quasi-statique, H_c et H_{pk} sont tous deux égaux au champ d'anisotropie, H_k . Leur rapport dans les équations (2.6a) et (2.6b) est donc proche de 1. Lorsque la fréquence augmente, la position du pic, H_{pk} , augmente conformément au principe de la résonance ferromagnétique. Le champ critique, H_c , tend également à augmenter avec la fréquence, de manière plus rapide que H_{pk} . Néanmoins, il n'existe pas d'expression formelle décrivant cette dépendance. Dans la suite, le rapport $H_c(\omega_p)/H_{pk}(\omega_p)$

2. Nous rappelons (voir la section 1.3.3) que ce courant d'excitation optimal se situe très légèrement au-dessus du seuil d'apparition des effets non-linéaires [79], justifiant dans ce cas l'utilisation du modèle linéaire comme base du modèle simplifié de la sensibilité.

sera toujours considéré proche de l'unité.

Bien que les équations (2.6a) et (2.6b) n'intègrent pas toutes les subtilités de fonctionnement de la MIG, elles fournissent des règles concrètes à l'optimisation du matériau et à sa mise en œuvre, en intégrant la sensibilité en tension comme facteur de mérite dans la comparaison des échantillons. Ainsi, dans le cas où le courant et la fréquence sont optimaux, nous remarquons immédiatement que le produit $M_s\rho$ doit être choisi le plus élevé possible afin d'accroître la sensibilité. Il est important de noter que cette analyse prend en compte à la fois la sensibilité intrinsèque (en Ω/T) et le courant d'excitation optimal, I_{ac-opt} , propre à chaque échantillon.

Pour des échantillons réels (non-idéaux), ne possédant pas une anisotropie parfaitement circconférentielle, les variations d'impédance maximales peuvent être décrites par l'équation (2.6b) quelle que soit la fréquence d'excitation. Il faut alors considérer un terme d'amortissement, α , effectif incluant les mécanismes d'amortissement intrinsèques et induits et qui dépend du champ et de la fréquence [9, 80]. Cet amortissement effectif est lié aux imperfections du matériau qui seront discutées de façon plus détaillée dans les paragraphes suivants.

La suite de ce chapitre est maintenant consacrée à la caractérisation physique des échantillons et à la validation expérimentale de ce modèle simplifié.

2.2 Description des moyens de caractérisation des matériaux

2.2.1 Échantillons MIG

Une série regroupant 10 échantillons de micro-fils ferromagnétiques amorphes à effet MIG, provenant de différentes équipes de recherche travaillant sur le sujet, a été sélectionnée pour cette étude (tableau 2.1). Ils sont de compositions chimiques variées (essentiellement basées sur des alliages riches en Cobalt, à l'exception de l'échantillon a2) et sont issus de trois procédés de fabrication différents.

Les échantillons a1 à a3 ont été obtenus auprès de la société *MXT* [81] (Montréal, Canada). Ils sont fabriqués par solidification rapide au contact d'une roue tournante. Dans cette méthode, une tige métallique constituée de l'alliage souhaité est amenée au point de fusion par chauffage RF. Le métal fondu entre alors en contact avec la roue rotative froide et se solidifie rapidement. La rotation de la roue permet d'extraire des micro-fils d'une longueur de 200 mm avec un diamètre de 20 à 40 μm . La forme et la structure de la fibre ainsi obtenue dépendent de la viscosité de l'alliage fondu et de la rugosité de la surface de la roue.

Les échantillons b1 à b4 sont des micro-fils recouverts d'une gaine de verre fine (glass-

covered) [82], et ont été fournis par l'équipe du professeur A. ZHUKOV du département de *Física de Materiales UPV/EHU* (San Sebastian, Espagne). Ils ont été obtenus par le procédé de Taylor-Ulitowsky. L'alliage métallique désiré est fondu à l'intérieur d'un tube en verre par chauffage RF. La diffusion thermique entraîne alors un ramollissement du tube de verre. Le mélange métal-verre est ensuite étiré et refroidi. En ajustant la température et la vitesse à laquelle le filament est étiré, il est possible d'ajuster le diamètre du micro-fil et l'épaisseur de la couche de verre externe. Cette technique de fabrication induit d'importantes contraintes mécaniques internes, principalement dues à la différence de dilatation thermique du verre et de l'alliage lors de la solidification. La couche de verre protège la surface de l'échantillon de l'oxydation et augmente la résistance du micro-fil à la tension mécanique.

Les échantillons c1 à c3 ont été fournis par le professeur H. CHIRIAC de l'*Institute of R&D for Technical Physics* (Iasi, Roumanie). Les deux premiers sont également des micro-fils recouverts de verre. Ils ont été obtenus selon le même procédé que les échantillons « b », mais avec une gaine de verre plus épaisse. L'échantillon c3, enfin, est un échantillon à large diamètre, obtenu par le procédé Unitika « in-rotating water » [83]. Cette méthode reprend le principe du procédé des échantillons de la série « a », néanmoins la solidification a cette fois lieu au contact d'une surface d'eau en rotation au lieu d'une roue froide.

Une description plus détaillée des différents procédés de fabrication de micro-fils amorphes est donnée à la référence [4].

Les compositions chimiques, les dimensions géométriques et les caractéristiques particulières de chacun des échantillons étudiés sont résumées dans le tableau 2.1. La composition exacte des échantillons c1 à c3 est inconnue.

Afin d'estimer les sensibilités MIG de chaque échantillon à partir du modèle simplifié, exposé à la section 2.1, et de les comparer aux sensibilités réelles, les propriétés physiques suivantes sont caractérisées :

M_s l'aimantation à saturation,

ρ la résistivité,

α le paramètre d'amortissement phénoménologique de Gilbert,

$g = \gamma \hbar / \mu_B$ le facteur de Landé où γ est le rapport gyromagnétique, μ_B , le magneton de Bohr et \hbar la constante de Planck réduite.

De plus, le champ coercitif, H_{coer} , est mesuré comme indicateur de la dureté magnétique du matériau. Évidemment, chaque échantillon est également caractérisé du point de vue de la sensibilité intrinsèque, S_Ω , et de la sensibilité électrique, S_v , qui est le critère de comparaison qui nous intéresse ici.

Pour chaque type de micro-fil, un tronçon initial d'une longueur de 7 cm est découpé

Échantillon	Composition ^a	Fabrication	Diamètre 2a	Épaisseur de la couche de verre	Particularités
a1	Co _{70,54} Fe _{3,95} Si _{15,91} B _{7,13} Nb _{2,91}	extraction à chaud	35 µm ^b	-	
a2	Ni ₄₅ Co ₂₅ Fe ₆ Si ₉ B ₁₃ Mn ₂	extraction à chaud	17 µm ^b	-	riche en Nickel
a3	Co ₇₁ Fe ₄ Si _{13,5} B _{6,5} Nb ₅	extraction à chaud	35 µm ^b	-	
b1	Co ₆₇ Fe _{3,9} B _{11,5} Si _{14,5} Ni _{1,5} Mo _{1,6}	couvert de verre fin	21, 4 µm ^c	2, 4 µm	
b2	Co ₆₇ Fe _{3,9} B _{11,5} Si _{14,5} Ni _{1,5} Mo _{1,6}	couvert de verre fin	16, 4 µm ^c	1, 5 µm	
b3	Co ₆₇ Fe _{3,9} B _{11,5} Si _{14,5} Ni _{1,5} Mo _{1,6}	couvert de verre fin	25, 6 µm ^c	0, 5 µm	
b4	Co ₆₆ Fe ₄ B ₁₄ Si ₁₅ Ni ₁	couvert de verre fin	22, 6 µm ^c	2, 0 µm	
c1	CoFeSiB	couvert de verre épais	20 µm ^c	13, 5 µm	
c2	CoFeSiB	couvert de verre épais	27 µm ^c	21, 5 µm	
c3	CoFeSiB	rotating water	100 µm ^c	-	grand diamètre

TABLEAU 2.1 Description des différents échantillons MIG étudiés.

^a. La composition exacte des échantillons c1 à c3 est inconnue.

^b. Valeur estimée au microscope optique.

^c. Valeur nominale indiquée par le fournisseur.

afin d'effectuer une mesure de la résistance continue. Cette dernière est obtenue à l'aide d'une prise de contact en quatre points. Le diamètre, quant à lui, est d'abord estimé par microscope optique. Pour les échantillons b1 à c3, l'information sur le diamètre du fil est déjà connue d'après les paramètres de fabrication. Les valeurs de la résistance, du diamètre et de la longueur permettent alors de déduire la résistivité de chaque échantillon. L'évaluation du diamètre par microscopie optique s'étant révélée peu précise, nous utilisons alors un diamètre magnétique déduit de la caractérisation magnétique (cf. sous-section 2.2.2).

Chacun des tronçons initiaux de 7 cm est ensuite découpé en trois parties. La première, d'une longueur d'environ 5 mm, est destinée aux mesures de magnétométrie à échantillon vibrant (VSM). La seconde, d'une longueur inférieure à 2 mm, est dédiée aux mesures de résonance ferromagnétique (RFM). La troisième, enfin, est fixée sur un porte échantillon d'une longueur de 1,5 cm afin d'évaluer les performances MIG. Les sous-sections suivantes détaillent les différentes procédures de caractérisation.

2.2.2 Magnétométrie à échantillon vibrant

Les techniques de magnétométrie permettent de mesurer le champ magnétique produit par un échantillon. Celles-ci sont notamment utilisées pour l'étude des processus d'aimantation des matériaux magnétiques. Ici, un magnétomètre à échantillon vibrant, modèle *EV9* de la société *ADE Technologies*, est utilisé pour mesurer la valeur du moment magnétique d'un échantillon en fonction de l'intensité et de l'angle, θ_H , du champ magnétique externe appliqué (défini par rapport à l'axe du micro-fil).

L'échantillon est placé au bout d'une tige de verre entre les deux pôles d'un électroaimant, comme illustré sur la figure 2.2. La tige porte-échantillon entre en vibration tandis que l'échantillon est soumis au champ magnétique statique homogène généré par l'électroaimant. En vibrant, l'échantillon produit un flux magnétique variable, dont l'intensité est proportionnelle à son moment magnétique, $|\overrightarrow{m_{vsm}}|$. Cette variation de flux est détectée à l'aide de bobines de capture associées à une détection synchrone à la fréquence des vibrations. Le signal en sortie de la détection synchrone est enregistré et permet de déterminer la valeur de l'aimantation du matériau. Le fonctionnement de ce magnétomètre ainsi que des rappels historiques utiles sont donnés en référence [84].

L'appareil n'étant sensible qu'aux variations de flux magnétique induites par la vibration de l'échantillon, il est nécessaire de procéder à un étalonnage préalable qui permet de remonter à la valeur absolue du moment magnétique. Cet étalonnage est effectué avant chaque mesure à l'aide d'un disque de calibration à base de Nickel. Un traitement numérique est également appliqué sur les résultats de mesure permettant de compenser l'effet diamagnétique

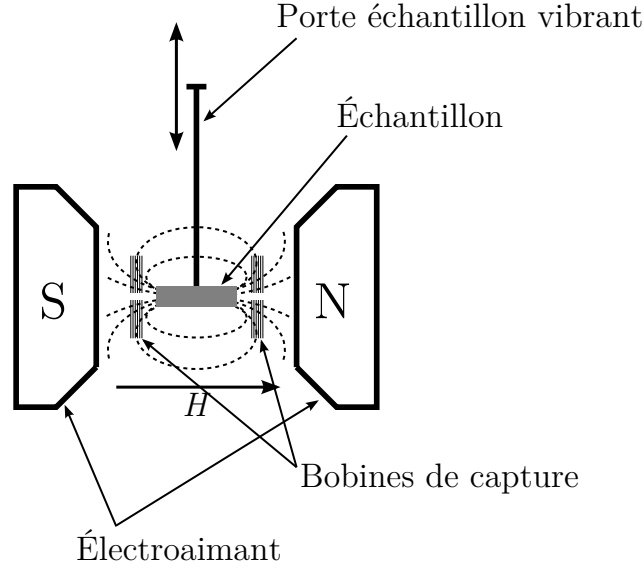


FIGURE 2.2 Schéma de principe d'un magnétomètre à échantillon vibrant.

de la tige porte-échantillon.

Les courbes d'aimantation (également appelées courbes d'hystérésis) sont obtenues pour un balayage en champ compris entre -800 kA/m et 800 kA/m , avec un pas d'incrémenta-tion variable en fonction du champ appliqué. Dans la partie centrale du balayage (proche du champ nul), où les variations de l'aimantation sont les plus grandes, un pas aussi fin que 32 A/m est utilisé. Les courbes d'aimantation sont obtenues pour différents angles, θ_H , d'application du champ vis-à-vis de l'axe du micro-fil. L'angle augmente de 0 à 90 degrés par pas de 15 degrés entre chaque mesure. L'angle $\theta_H = 0$ correspond au cas longitudinal où le champ magnétique est appliqué parallèlement à l'axe du micro-fil. Afin de déterminer plus précisément la position perpendiculaire exacte, le pas d'incrémenta-tion est réduit à 1 degré entre 85° et 95° . Un exemple de courbes d'aimantation, obtenu pour l'échantillon a1, est représenté en figure 2.3. Il est à noter que ces courbes correspondent bien à celles attendues pour un matériau magnétique ultra-doux.

Pour chaque échantillon, le champ coercitif longitudinal, H_{coer} , correspondant au champ pour lequel l'aimantation est nulle, est évalué ainsi que les susceptibilités apparentes normalisées (pentes $\left. \frac{\partial(M/M_s)}{\partial H} \right|_{M=0}$), $\bar{\chi}_{\parallel}$ et $\bar{\chi}_{\perp}$, dans les cas longitudinal ($\theta_H = 0$) et perpendiculaire ($\theta_H = \frac{\pi}{2}$) respectivement. Ceci est illustré sur la figure 2.3.

L'appareil ayant été préalablement calibré, nous pouvons déduire la valeur de l'aimantation à saturation, M_s , à partir de la valeur maximale mesurée du moment magnétique, $|\vec{m}_{vsm}|$,

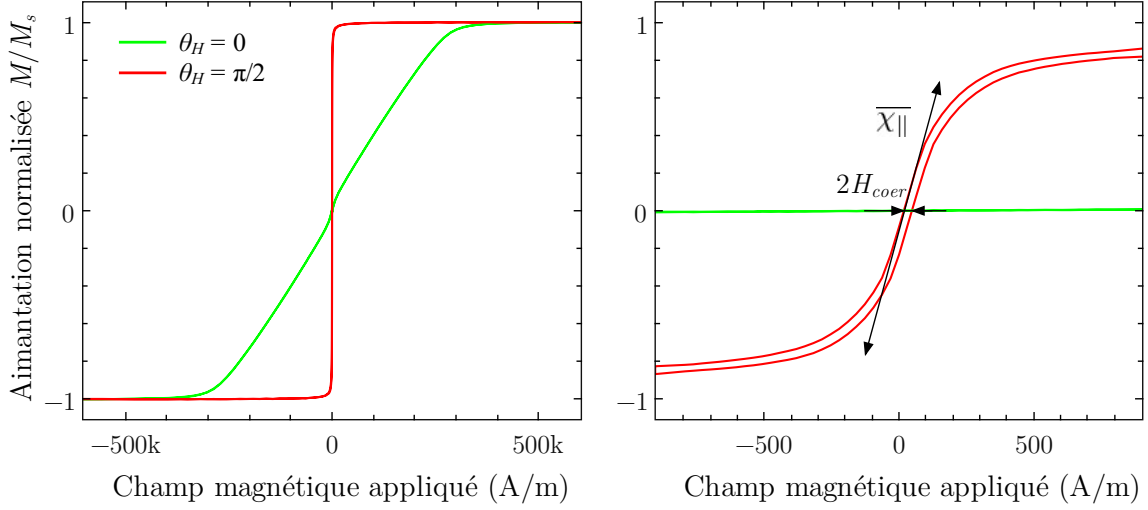


FIGURE 2.3 Courbes d'aimantation de l'échantillon a1 pour des champs magnétiques appliqués parallèlement et perpendiculairement à l'axe du micro-fl. L'évaluation des paramètres H_{coer} et $\overline{\chi}$ dans le cas parallèle est illustrée sur la partie agrandie à droite. L'échelle de l'axe des abscisses des deux graphiques, diffère d'un facteur 1000 environ.

par :

$$M_s = \frac{|\overrightarrow{m_{vsm}}|}{l\pi a^2} \quad (2.7)$$

où $l\pi a^2$ représente le volume de l'échantillon sous test. Bien que cette méthode permette une évaluation directe de M_s , les incertitudes sur le diamètre réel de l'échantillon peuvent mener à des résultats peu fiables.

Une autre estimation de l'aimantation à saturation peut être obtenue par l'extrapolation linéaire de la zone centrale de la courbe d'aimantation. Le champ correspondant à l'intersection de cette droite avec la valeur à saturation définit la valeur du champ démagnétisant, $M_s/2$. Une méthode alternative de cette approche a été récemment proposée par L. P. CARRIGNAN et coll. [85], valable dans le cas où le processus d'aimantation est dominé par les champs dipolaires. Partant du fait que de tels échantillons possèdent une susceptibilité apparente initiale telle que :

$$M_i = \chi_i H = \chi_0 (H - N_i M_i), \quad (2.8)$$

où χ_0 est une susceptibilité intrinsèque isotrope, N_i est le facteur de désaimantation et $i = \parallel$ ou \perp correspondent, respectivement, aux cas longitudinal et perpendiculaire. En considérant un rapport géométrique³ $a/l \ll 1$, de telle sorte que $N_{\parallel}\chi_{\parallel} \ll 1$, ceci implique

3. Même dans le cas le plus défavorable de l'échantillon c3, $a/l = 50 \mu\text{m}/5 \text{ mm} = 1/100$.

que $N_{\perp} \approx 1/2$, et il advient :

$$\chi_{\parallel} \approx \chi_0, \quad (2.9a)$$

$$\chi_{\perp} \approx \chi_0 \left(1 - \frac{1}{2}\chi_{\perp}\right). \quad (2.9b)$$

L'utilisation de la susceptibilité normalisée, $\overline{\chi}_i = \chi_i/M_s$, en combinaison avec les équations (2.9a) et (2.9b), permet d'obtenir :

$$\overline{\chi}_{\perp} = \overline{\chi}_{\parallel} \left(1 - \frac{1}{2}\overline{\chi}_{\perp}M_s\right). \quad (2.10)$$

En extrayant M_s de cette équation, son expression s'écrit :

$$M_s = 2 \left(\frac{1 - \overline{\chi}_{\perp}/\overline{\chi}_{\parallel}}{\overline{\chi}_{\perp}} \right), \quad (2.11)$$

donnant une estimation expérimentale de l'aimantation à saturation indépendante de la connaissance du volume de l'échantillon.

En combinant les équations (2.7) et (2.11), il est possible de déduire une estimation du volume magnétique de l'échantillon. L'évaluation de la longueur de l'échantillon étant relativement bonne, il est alors possible d'obtenir une valeur expérimentale du diamètre du micro-fil, identifiée comme diamètre magnétique, beaucoup plus fiable que le diamètre déterminé optiquement.

Les mesures au VSM sont également utilisées pour étudier l'approche à la saturation de chaque échantillon. Cette dernière est liée aux imperfections du matériau pouvant servir de critère discriminant entre les échantillons. Dans le cas d'échantillons idéaux, possédant une anisotropie uniaxiale et approchant la saturation par rotation cohérente de l'aimantation, une loi d'approche de la forme $M(H) = M_s(1 - \frac{b_1}{H^2} - \dots)$ [75] est attendue. Elle est liée à la minimisation de l'énergie libre où b_1 est relié à la constante d'anisotropie et à la direction du champ appliqué vis-à-vis de l'axe d'anisotropie. Cependant, il est courant d'observer en pratique des comportements suivants des lois du type $M(H) = M_s(1 - \frac{b_2}{H^{\beta}} - \dots)$ où le degré de l'exposant, β , est lié aux imperfections du matériau [86, 87, 88]. Le paramètre β fournit ainsi une indication sur l'imperfection des échantillons.

En réécrivant l'expression de $M(H)$ sous la forme $\log(1 - M/M_s) = \log a - \beta \log H$, il est alors facile de déterminer le degré de la loi d'approche à saturation en estimant la pente de la droite obtenue à partir du tracé logarithmique de $1 - M/M_s$ vs $1/H$ (courbe d'aimantation VSM). Ceci est illustré sur la figure 2.4 pour le cas de l'échantillon a1.

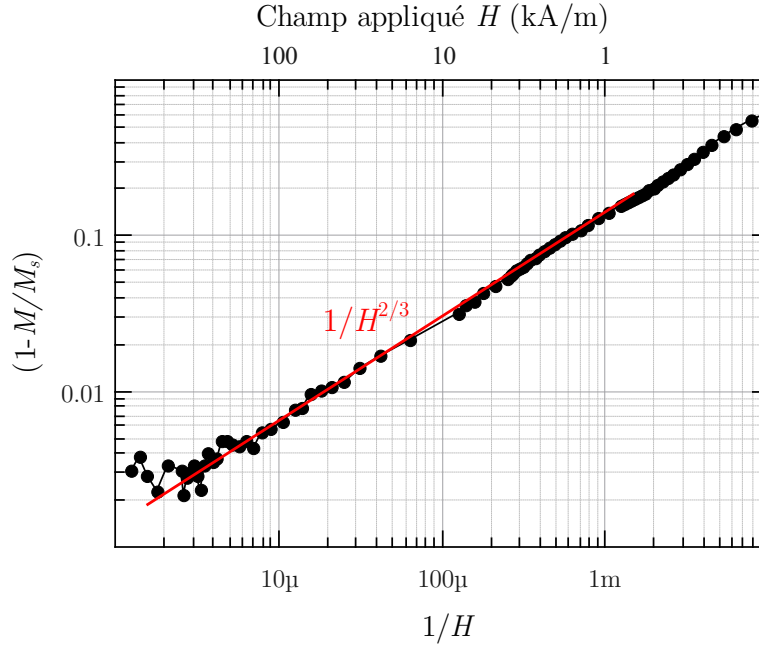


FIGURE 2.4 Détermination du degré de la loi d'approche à la saturation à partir de la courbe d'aimantation de l'échantillon a1 mesurée au VSM.

2.2.3 Mesure de la résonance ferromagnétique

La résonance ferromagnétique (RFM) désigne le phénomène d'absorption résonante d'une onde électromagnétique par un matériau ferromagnétique. Ici, nous rappelons uniquement les principes de base nécessaires à la compréhension des mesures effectuées, une étude générale de la RFM peut être trouvée, entre autres, dans les références [75, 89, 90]. Ce phénomène est lié à la précession naturelle du moment magnétique du spin des électrons autour de l'axe du champ magnétique qu'ils subissent. À l'équilibre, les pertes magnétiques font que la précession libre est amortie et les moments magnétiques individuels sont alors alignés avec la direction du champ effectif interne, $\overrightarrow{H_{\text{eff}}}$, régnant dans l'échantillon. La fréquence, ω_{res} , de précession libre est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique et au rapport gyromagnétique, γ , telle que :

$$\omega_{\text{res}} = 2\pi\gamma \left| \overrightarrow{H_{\text{eff}}} \right|. \quad (2.12)$$

Lorsque l'échantillon est soumis à un champ d'excitation périodique à cette pulsation, l'aimantation sort de son état d'équilibre et il apparaît alors un phénomène d'absorption résonante de l'onde d'excitation électromagnétique. Une mesure de résonance ferromagnétique consiste ainsi à mesurer le spectre d'absorption de l'onde électromagnétique par l'échantillon pour un champ magnétique appliqué donné. Compte tenu de la valeur du rapport gyroma-

gnétique de l'électron ($\gamma_e = 1.76 \times 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}/\text{T}$ soit $\gamma_e/2\pi = 35 \text{ kHz/A.m}^{-1}$), une mesure s'effectue généralement dans le domaine micro-ondes pour des champs magnétiques de l'ordre du millier de kA.m^{-1} . En pratique, il n'est pas aisé d'obtenir le spectre d'absorption sur une large gamme de fréquences. Aussi, il est plus commode de travailler à fréquence constante en faisant varier, en contre-partie, l'intensité du champ magnétique.

Les mesures présentées ici ont été effectuées à l'aide du banc de caractérisation RFM réalisé par C. LACROIX [85] au laboratoire d'électromagnétisme de l'École Polytechnique de Montréal. Le schéma de principe est donné à la figure 2.5. Toutes les mesures ont été effectuées à température ambiante à l'aide d'une cavité résonante cylindrique permettant d'accroître l'amplitude du signal détecté. La fréquence d'excitation est fixée à la fréquence de résonance de la cavité, ici 38 GHz. Le champ magnétique quasi-statique est appliqué à l'aide d'un électroaimant sur une plage de 1600 kA/m à 16 kA/m pour différents angles θ_H par rapport à l'axe du micro-fil. Seul le cas $\theta_H = 0$, où la direction du champ statique appliqué est parallèle à l'axe du fil sous test, est retenu ici. Les échantillons, alors aimantés axialement, sont placés dans une zone telle que le champ électrique dynamique soit proche de zéro et que le champ magnétique dynamique soit maximal, perpendiculaire à l'axe du micro-fil et polarisé linéairement.

Les champs de résonance, H_r , et d'anti-résonance, H_{ar} , sont déterminés à partir des spectres d'absorption obtenus ainsi que la largeur, ΔH , du pic de résonance à mi-hauteur. La figure 2.6 illustre l'extraction de ces paramètres sur le spectre d'absorption de l'échantillon a1.

Dans le cas des micro-fils, en tenant compte de la très faible profondeur de pénétration de l'onde électromagnétique, il a été montré [91] que la position du champ de résonance, H_r , est donnée par l'équation de KITTEL [92, 93] pour des films minces non-conducteurs avec un champ statique appliqué dans le plan du film. De même, la position du champ d'anti-résonance, H_{ar} , est donnée, pour les mêmes conditions, par VAN VLECK [93]. Il vient :

$$\left(\frac{\omega}{\gamma\mu_0} \right)^2 = H_r (H_r + M_s) \quad (2.13a)$$

$$\frac{\omega}{\gamma\mu_0} = H_{ar} + M_s \quad (2.13b)$$

où $\omega = 2\pi f$ est la pulsation d'excitation (ici $f = 38 \text{ GHz}$). Il est alors possible à partir de ces deux équations de déterminer l'aimantation à saturation, M_s , et le rapport gyromagnétique, γ .

La largeur du pic de résonance, qui est une mesure des pertes magnétiques, dépend fortement des propriétés de l'échantillon. Elle est reliée au paramètre d'amortissement de Gilbert,

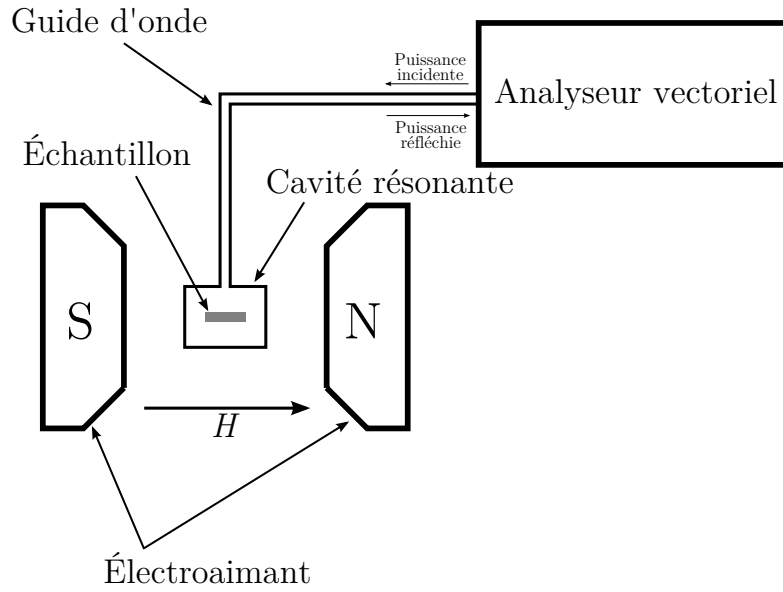


FIGURE 2.5 Schéma de principe du banc de mesure de résonance ferromagnétique.

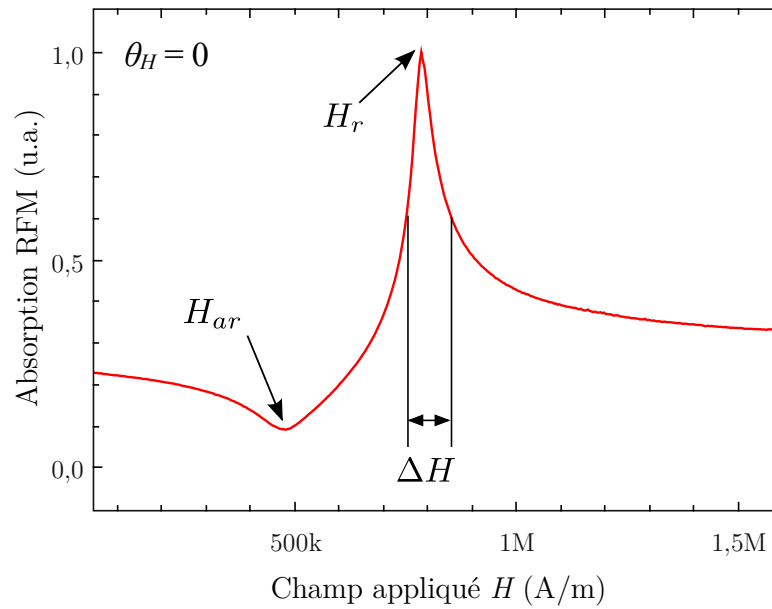


FIGURE 2.6 Spectre d'absorption par résonance ferromagnétique de l'échantillon a1 pour un champ magnétique appliqué parallèlement à son axe ($\theta_H = 0$). L'évaluation de H_r , H_{ar} et ΔH est illustrée.

α , ainsi qu'aux pertes induites par l'apparition de courants de Foucault. Une analyse complète de la réponse RFM de micro-fils dans ces mêmes conditions expérimentales a récemment été proposée par V. BOUCHER et coll. [94]. Ici, le paramètre d'amortissement de Gilbert a donc été déduit par ajustement (régression) des courbes expérimentales d'après cette analyse.

2.2.4 Mesure de la sensibilité aux variations de champ magnétique

Deux bancs de mesure automatisés ont été utilisés afin de caractériser les performances MIG des échantillons. Le premier utilise un analyseur de réseau vectoriel afin de mesurer directement l'impédance des échantillons en fonction du champ magnétique, $Z(H)$, en régime linéaire, à partir des paramètres S. Le second permet de travailler à un courant d'excitation constant et mesure les variations de la tension, $V(H)$, apparaissant aux bornes de l'échantillon en fonction du champ magnétique appliqué. Ce montage permet alors de caractériser l'évolution des courbes MIG en fonction de l'amplitude du courant d'excitation, même lorsque celle-ci excède la limite du domaine linéaire. Ces deux bancs de mesure sont décrits plus en détail ci-dessous. La sensibilité en fonction du champ magnétique est ensuite obtenue par dérivée numérique des courbes d'impédance. A chaque fois, nous nous intéressons à la valeur maximale de la sensibilité considérant alors un point de fonctionnement en champ optimal. Dans le régime linéaire, les courbes $Z(H)$ permettent d'obtenir la sensibilité intrinsèque, S_Ω , exprimée en Ω/T (avec $B [T] = \mu_0 H [A/m]$). Une illustration de l'extraction de ces paramètres est donnée sur la figure 2.7. Pour le second banc de mesure, travaillant à courant constant, la dérivée numérique des courbes $V(H)$ donne alors la sensibilité en tension, S_v , exprimée cette fois en V/T .

Description du banc de caractérisation en régime linéaire de la MIG :

Le schéma de principe du banc de mesure réalisé est illustré sur la figure 2.8. Un analyseur de réseau vectoriel, modèle *Agilent 4396B*, effectue une mesure de l'impédance des échantillons, en distinguant partie réelle et imaginaire, en fonction de la fréquence, tandis qu'une source de courant continu, modèle *HP 6629A*, alimente un solénoïde dans lequel est placé l'échantillon. La variation du courant circulant dans le solénoïde permet d'obtenir une mesure de l'impédance en fonction du champ magnétique appliqué à l'échantillon. L'ensemble est piloté par ordinateur, via le protocole de communication *GPIB*, à l'aide d'un programme développé en *Python*. Le balayage en champ s'effectue entre +8 et -8 kA/m avec un pas de 1,6 A/m dans la zone proche du champ nul. Une seconde source de courant continu permet de polariser l'échantillon à l'aide d'un courant de polarisation statique, I_{dc} . Les mesures sont effectuées pour plusieurs courants statiques de -10 à +10 mA. L'excitation sinusoïdale,

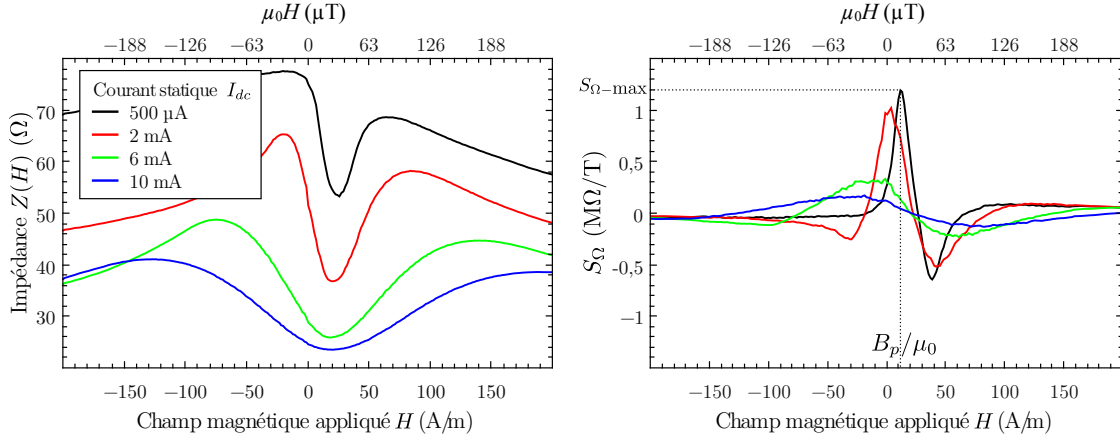


FIGURE 2.7 Module de l'impédance de l'échantillon a1 en fonction du champ magnétique appliqué pour différents courants de polarisation statique I_{dc} . La mesure a été effectuée dans le régime linéaire à une fréquence d'excitation de 10 MHz. Le graphique de droite montre l'évolution de la sensibilité intrinsèque, S_{Ω} , en fonction du champ magnétique, obtenue par dérivée numérique des courbes de gauche, ainsi que l'extraction de la sensibilité maximale, $S_{\Omega-max}$.

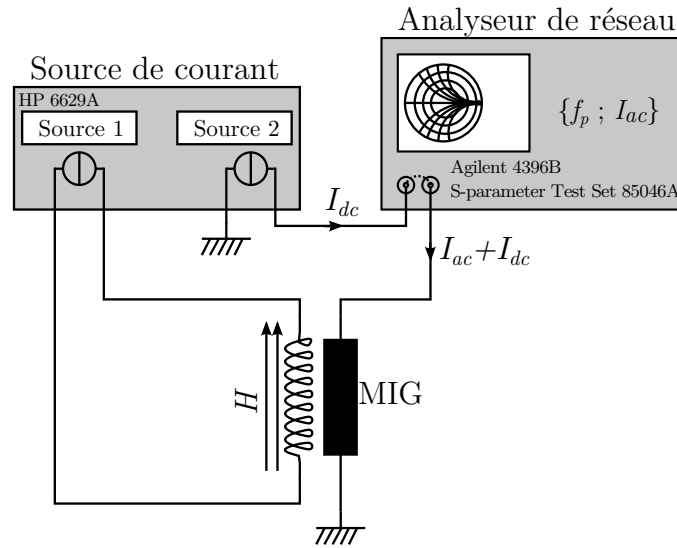


FIGURE 2.8 Schéma de principe du banc de mesure MIG permettant d'obtenir les courbes d'impédance en fonction du champ magnétique. Les valeurs de l'amplitude d'excitation sont suffisamment faibles pour garantir un régime de fonctionnement linéaire de la MIG. Une illustration de ce montage est donnée en figure A.1.

quant à elle, est directement fournie par l'analyseur de réseau et se fait à puissance constante. Les valeurs de l'amplitude d'excitation sont suffisamment faibles pour garantir un régime de fonctionnement linéaire de la MIG (typiquement de l'ordre de -20 dBm, soit environ $450 \mu\text{A}$ dans 50Ω). La caractérisation est effectuée pour plusieurs fréquences d'excitation comprises entre 3 MHz et 300 MHz . Une calibration préalable à chaque mesure de l'analyseur de réseau permet de s'affranchir de l'impédance des câbles le reliant à l'échantillon pour les fréquences de travail élevées. Un exemple des courbes $Z(H)$ obtenues par ce banc de mesure est donné à la figure 2.7.

Description du banc de caractérisation à courant d'excitation, I_{ac} , constant :

Ce banc de mesure, dont le schéma de principe est donné sur la figure 2.9, est basé sur celui développé par D. SEDDAOUI, lors de ses travaux sur l'effet MIG non linéaire [20], et adapté à nos besoins. Un générateur de fonctions, modèle *Agilent 33250A*, suivi d'une résistance d'injection permettant de transformer la source de tension en source de courant, fournit un courant d'excitation sinusoïdal d'amplitude, I_{ac} , constante qui traverse l'échantillon. Un oscilloscope, modèle *Tektronix TDS5032B*, mesure alors la tension apparaissant aux bornes de l'échantillon à partir de laquelle sont tracées les courbes $V(H)$. Il mesure également la tension en sortie du générateur de fonctions afin d'estimer la chute de tension induite dans la résistance d'injection et permet ainsi d'en déduire le courant circulant dans le montage. La puissance dissipée dans la résistance d'injection limite la valeur de celle-ci à quelques centaines d'Ohms. Cette valeur étant du même ordre de grandeur que l'impédance des échantillons MIG, il serait incorrect de considérer l'ensemble générateur/résistance comme une source de courant idéale. Aussi, une surveillance continue de l'amplitude du courant circulant dans le montage est effectuée afin d'en corriger la valeur lorsque celle-ci sort d'une plage de tolérance prédéfinie (généralement $0,5\%$ de la valeur de consigne). Le balayage en champ est effectué à l'aide d'un solénoïde alimenté par une source de courant continu *Keithley 2400*. Les échantillons sont soumis à leur courant de polarisation statique, I_{dc} , optimal déduit lors de la caractérisation de la sensibilité intrinsèque en régime linéaire. Ce courant est appliqué par la commande de l'offset du générateur de fonctions délivrant l'excitation sinusoïdale. L'ensemble du banc de mesure est piloté par ordinateur, via le protocole de communication *GPIB*, à l'aide d'un programme développé sous *NI LabVIEW®*.

Dans ce montage, il est impossible de procéder à une calibration préalable. Aussi, il faut veiller à utiliser des câbles les plus courts possibles afin d'éviter les effets dus aux capacités parasites. Il s'avère que ces dernières influencent fortement l'allure des courbes MIG, $V(H)$, finalement obtenues. En pratique, il est ainsi impossible d'effectuer des mesures correctes pour des fréquences supérieures à 10 MHz avec ce banc de mesure. L'amplitude du courant

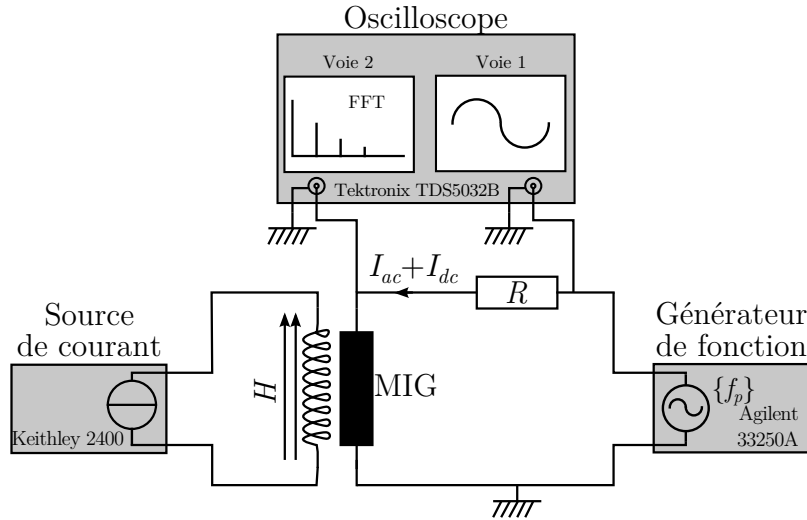


FIGURE 2.9 Schéma de principe du banc de mesure de l'effet MIG à courant d'excitation constant.

d'excitation est exprimée en valeur efficace (RMS).

2.3 Propriétés physiques mesurées des échantillons

Les différentes propriétés physiques mesurées de chaque échantillon sont résumées dans le tableau 2.2. Toutes affichent des valeurs typiques correspondant à des métaux magnétiques doux.

Le diamètre indiqué est le diamètre magnétique, déterminé à partir des mesures magnétiques comme nous l'avons évoqué à la section 2.2.2. Bien que des différences notables soient constatées par rapport aux diamètres optiques ou nominaux indiqués dans le tableau 2.1, il convient de mentionner que les fluctuations du diamètre sont relativement communes dans les micro-fils amorphes doux. Ceci est par ailleurs confirmé lors de mesures complémentaires de la résistance DC sur d'autres tronçons des mêmes matériaux, affichant alors des variations significatives. En tenant compte des incertitudes de mesure présentes sur la valeur de la résistance DC et sur les paramètres géométriques, le niveau de précision de l'évaluation de la résistivité se situe autour de 20% pour tous les échantillons, et est principalement lié à l'incertitude sur la mesure du rayon.

L'aimantation à saturation, M_s , est évaluée aussi bien à partir des données VSM (équation (2.11)) que des données RFM (équations (2.13a) et (2.13b)). Puisque le phénomène d'anti-résonance sur les spectres RFM des échantillons b1 à b4 n'est pas observable, l'évaluation de M_s est effectuée à l'aide de la seule équation (2.13a), en considérant un facteur

de Landé égal à 2, 12 (valeur moyenne obtenue pour les autres échantillons).

Les évaluations de l'aimantation à saturation d'après les équations (2.11) (VSM) et (2.13a)-(2.13b) (RFM) sont tout à fait cohérentes. Ceci est illustré sur la figure 2.10 comparant les valeurs obtenues pour chaque échantillon d'après les différentes méthodes. A l'inverse, les valeurs de M_s issues de l'équation 2.7, déterminées à partir du moment magnétique à saturation mesuré au VSM et du volume de l'échantillon, semblent clairement sous-évaluées. Ceci renforce alors l'intérêt de travailler avec les diamètres évalués par mesure magnétique plutôt que les diamètres nominaux ou optiques. Par la suite, les calculs seront menés en utilisant la valeur de M_s fournie par les données VSM (valeurs très proches de celles déduites des mesures de RFM).

Comme cela est attendu pour des matériaux magnétiques doux, la susceptibilité est élevée et le champ coercitif est très faible (inférieur à 4 A/m), excepté pour les échantillons a1 et a2 pour lesquels H_{coer} est supérieur à 15 A/m. Il convient de mentionner ici que ces deux paramètres sont dépendants de la structure du matériau, qui peut être affectée non seulement par la composition et la méthode de fabrication, mais également par la présence de stress résiduel ou de défauts introduits durant la fabrication ou la fixation des échantillons sur les bancs de mesure (cf. section 2.5.1).

Excepté l'échantillon a2, qui possède une composition significativement différente de celle des autres, la plupart des échantillons basés sur un alliage de CoFe affiche des propriétés relativement proches. Ainsi, une résistivité autour de 130 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ est généralement obtenue. Les exceptions sont l'échantillon b2, avec une valeur plutôt faible de 83 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$, et les échantillons c1 (107 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$) et b3 (171 $\mu\Omega\cdot\text{cm}$), qui sont respectivement légèrement plus bas et plus élevé que la moyenne. L'aimantation à saturation affiche également de petites variations d'un échantillon à l'autre. La série « b » (possédant une composition similaire) possède un M_s moyen de 480 kA/m, significativement plus faible que la valeur des autres échantillons à base de CoFe qui sont autour de 560 kA/m. Le paramètre d'amortissement phénoménologique de Gilbert moyen se situe autour de 0,012 (excepté l'échantillon c3 à grand diamètre, $\alpha = 0.020$) et les valeurs du facteur de Landé obtenues sont toutes légèrement supérieures à celle de l'électron, $g_e = 2$, quels que soient les procédés de fabrication et les compositions chimiques.

Finalement, trois degrés de loi d'approche à la saturation, β , ont été observés sur la série d'échantillons caractérisée. Les écarts par rapport à une loi d'approche idéale en $1/H^2$ (d'exposant $\beta = 2$) [75] peuvent être imputés aux inhomogénéités de la composition, et induits par les interactions magnéto-élastiques liées au stress mécanique non-homogène [88] ou à la rugosité de surface [95]. Contrairement aux autres paramètres étudiés ici, il apparaît que celui-ci dépend de la méthode de préparation de l'échantillon. Ainsi, nous constatons que

TABLEAU 2.2 Propriétés physiques mesurées de chaque échantillon.

Échantillon	$2a^a$ μm	R_{DC}/l Ω/cm	M_s (VSM) ^b kA/m	M_s (FMR) ^c kA/m	χ_{\parallel}	α	g	ρ $\mu\Omega.\text{cm}$	H_{coer} A/m	β
a1	35,8	12,7	558	549	2520	0,011	2,10	128	15,9	2/3
a2	15,3	40	446	445	11640	0,010	2,12	74	15,9	2/3
a3	30,0	19,4	548	561	2700	0,012	2,12	137	3,6	2/3
b1	19,3	40	507	475 ^d	2910	0,015	2,12 ^e	118	3,6	1/2
b2	12,7	65,7	473	454 ^d	2480	0,014	2,12 ^e	83	2,0	1/2
b3	24,2	37,1	442	475 ^d	4030	0,012	2,12 ^e	171	3,2	1/2
b4	20,8	38,6	489	496 ^d	1600	0,013	2,12 ^e	131	2,8	1/2
c1	17,8	42,9	552	598	4160	0,011	2,11	107	3,6	2/3
c2	26,4	23,7	566	560	2540	0,012	2,15	130	2,4	1/2
c3	102	1,6	542	561	200	0,020	2,11	129	2,4	1

^a. Diamètre magnétique.^b. Estimée d'après l'équation (2.11).^c. Estimée d'après les équations 2.13a et 2.13b.^d. Considérant une valeur supposée de $g = 2,12$.^e. Valeur supposée.

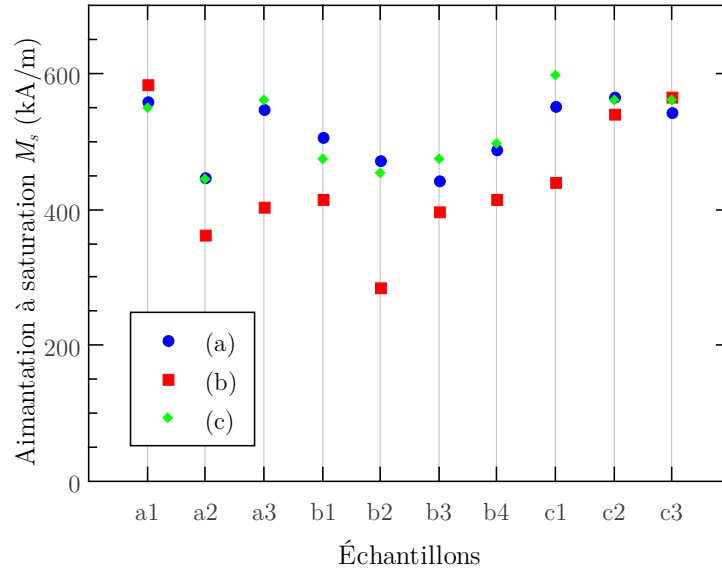


FIGURE 2.10 Valeur de l'aimantation à saturation de chaque échantillon suivant la méthode d'évaluation considérée : (a), d'après $\bar{\chi}$ VSM par l'équation (2.11), (b), d'après $|\vec{m}_{vsm}|$ VSM par l'équation (2.7) et (c), d'après les mesures RFM par les équations (2.13a) et (2.13b).

les échantillons recouverts de verre (b1 à c2) semblent suivre une approche à la saturation en $1/\sqrt{H}$ ($\beta = 1/2$) tandis que ceux réalisés par la société MXT (a1 à a3) sont plus proches d'une loi en $1/H^{2/3}$. L'échantillon à grand diamètre, c3, est le seul à suivre une loi en $1/H$. Néanmoins, l'interprétation plus poussée de la loi d'approche à la saturation n'est pas menée ici, aucune donnée bibliographique ne permettant d'identifier un type de défaut précis à partir de β .

2.4 Sensibilité théorique et mesurée

Après avoir déterminé le courant de polarisation statique, I_{dc} , optimal, pour chaque échantillon, à partir des mesures d'impédance en régime linéaire à l'analyseur de réseau, la sensibilité en tension de chacun a été mesurée (cf. section 2.2.4). La valeur RMS maximale du courant circulant dans les micro-fils est limitée à 10 mA, afin de rester dans le cadre d'un conditionnement électronique réaliste. Pour certains échantillons, il est possible que le courant d'excitation optimal soit plus élevé que cette valeur. Par conséquent, leur sensibilité en tension maximale s'en trouve sous-évaluée. Il est à noter que le courant optimal doit se situer dans une plage de fonctionnement raisonnable. Cette condition fait ainsi partie des critères de comparaison des échantillons entre eux.

La figure 2.11 montre l'évolution de la sensibilité en tension maximale de chaque échan-

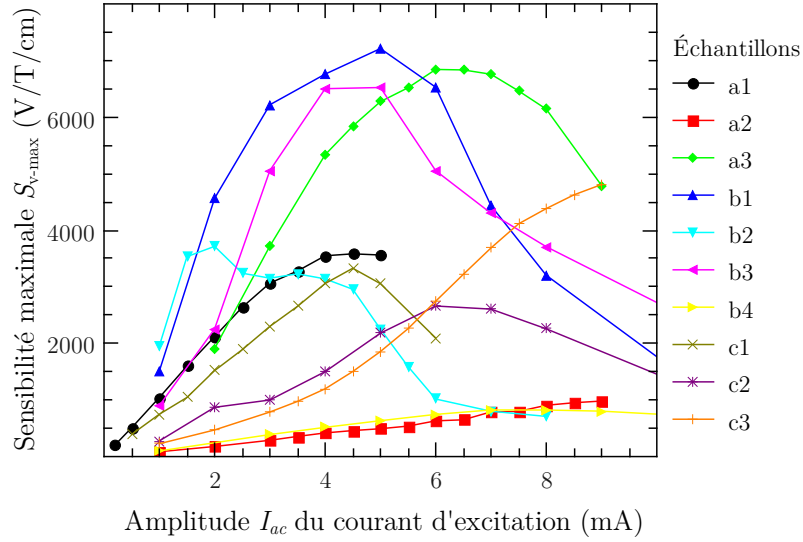


FIGURE 2.11 Comportement de la sensibilité en tension maximale de chaque échantillon en fonction de l'amplitude du courant d'excitation, pour une fréquence de 3 MHz. Chaque échantillon est soumis à sa polarisation statique optimale. Cette dernière est déterminée lors de leur caractérisation en régime linéaire. Le courant d'excitation optimal n'est pas atteint pour les échantillons a2 et c3.

tillon en fonction de l'amplitude du courant d'excitation pour une fréquence de 3 MHz. À cette fréquence, les échantillons a3, b1 et b3 surpassent clairement tous les autres, avec des sensibilités autour de 7 kV/T/cm, tandis que les échantillons a2 et b4 affichent des sensibilités relativement faibles. Il est également à noter que le courant d'excitation optimal des échantillons a2 et c3 est clairement supérieur à la plus grande valeur mise en œuvre ici (10 mA).

Une synthèse de la sensibilité en tension maximale de chaque échantillon est présentée au tableau 2.3 pour différentes fréquences. Nous constatons, sans surprise, que cette valeur augmente avec la fréquence d'excitation. Aux plus basses fréquences, l'échantillon a3 est plus performant que les autres, mais il est dépassé par l'échantillon b1 à partir de 3 MHz. Les valeurs en italique indiquent que le courant d'excitation optimal n'a pas pu être atteint (car supérieur à 10 mA). Une augmentation du courant d'excitation optimal avec la fréquence est également constatée, ceci étant revu par ailleurs à la section 2.5.2. Ainsi, à 10 MHz, la moitié des échantillons est excitée à une amplitude inférieure à l'amplitude optimale. Les deux échantillons, a2 et c3, possèdent un courant optimal supérieur à 10 mA sur toute la gamme de fréquences considérée. Le tableau 2.3 résume également les conditions de mise en œuvre nécessaires à l'obtention des performances maximales de chaque échantillon (valeurs de I_{dc} et I_{ac-opt}).

Fréquence d'excitation f_p :		300 kHz			1 MHz			3 MHz			10 MHz		
Échantillon	I_{dc}^a mA	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}	S_{v-max} kV/T	I_{ac-opt} mA _{rms}
a1	0,5	1,03	2	2,76	3	5,37	4,5	6,93	>10				
a2	6	0,49	>10	0,78	>10	1,47	>10	1,5	>10				
a3	0,5	3,02	3,5	6,84	5	10,26	6	15,2	>10				
b1	2	1,58	3	5,40	4	10,81	5	16,27	7				
b2	0	1,39	1	3,77	1,5	5,57	2	8,91	6				
b3	2	1,42	3	4,65	4	9,78	5	14,58	6				
b4	2	0,16	5	0,47	6	1,23	8	4,19	9				
c1	0	0,80	1,5	1,86	3,5	4,99	4,5	9,67	9				
c2	0,5	0,47	3	1,35	5	3,99	6	9,29	>10				
c3	6	1,27	>10	3,47	>10	7,21	>10	7,99	>10				

TABLEAU 2.3 Sensibilité en tension maximale, S_{v-max} , obtenue pour chaque échantillon de 1,5 cm de long, avec les conditions de mise en œuvre optimales correspondantes. Les valeurs de S_{v-max} en italique indiquent que le courant d'excitation optimal n'a pas pu être atteint (car supérieur à 10 mA).

a. Le courant de polarisation statique est déduit des mesures de sensibilité intrinsèque en régime linéaire.

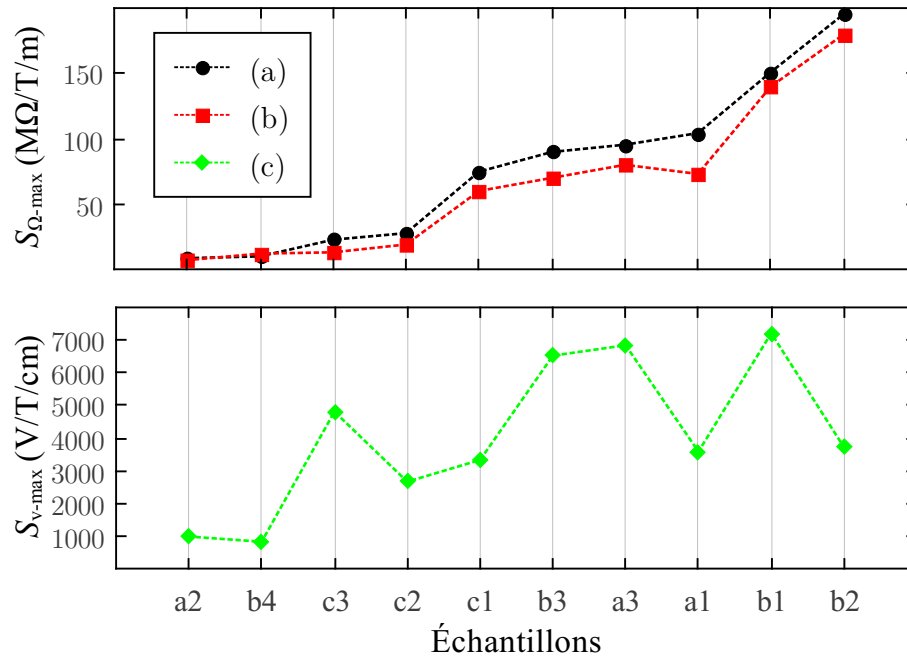


FIGURE 2.12 Comparaison des sensibilités intrinsèques et des sensibilités en tension de chaque échantillon mesurées à une fréquence d'excitation de 3 MHz. Les lignes en pointillé servent uniquement de guides visuels. Courbe (a) : sensibilité intrinsèque maximale, $S_{\Omega\text{max}}$, obtenue à partir des mesures d'impédance en régime linéaire. Courbe (b) : sensibilité en tension par mA, S_v/I_{ac} , pour un courant d'excitation I_{ac} de 1 mA. Les deux courbes (a) et (b) sont exprimées en $\Omega/\text{T}/\text{m}$. La sensibilité en tension maximale, $S_{v\text{-max}}$, obtenue au courant d'excitation optimal est donnée par la courbe (c), exprimée en $\text{V}/\text{T}/\text{cm}$. La liste des échantillons portée par l'axe des abscisses est rangée par ordre croissant des sensibilités intrinsèques, courbe (a). Ceci met en évidence l'importance du courant d'excitation optimal sur la sensibilité en tension maximale, courbe (c).

La figure 2.12 compare trois façons différentes d'exprimer la sensibilité (pour $f_p = 3$ MHz) :

1. la sensibilité intrinsèque maximale, $S_{\Omega-\max}$, obtenue en régime linéaire,
2. la sensibilité en tension mesurée pour un faible courant d'excitation, $S_v(I_{ac} = 1 \text{ mA})$,
3. la sensibilité en tension maximale, $S_{v-\max}$.

La liste des échantillons, portée par l'axe des abscisses, est classée par ordre croissant des sensibilités intrinsèques. Le premier graphique de cette figure compare tout d'abord la sensibilité intrinsèque maximale, $S_{\Omega-\max}$, (courbe (a)) avec la sensibilité en tension par mA, S_v/I_{ac} , (courbe (b)) à faible courant d'excitation. Il est à noter que ces valeurs de sensibilité en tension sont celles de la figure 2.11 pour $I_{ac} = 1 \text{ mA}$ (exprimées en $\Omega/\text{T}/\text{m}$ à la place des $\text{V}/\text{T}/\text{cm}$ après division par I_{ac}). L'accord entre les deux types de sensibilité indique que tous les échantillons sont toujours dans leur régime de fonctionnement linéaire pour des courants d'excitation inférieurs à 1 mA. La courbe (c) sur le second graphique présente ensuite la sensibilité en tension maximale, $S_{v-\max}$, telle que donnée dans le tableau 2.3. Il apparaît alors clairement que l'ordre de classement de l'axe des abscisses serait différent si le critère de classement était $S_{v-\max}$ au lieu de $S_{\Omega-\max}$. Cela confirme ainsi l'intérêt de la prise en compte de l'amplitude du courant d'excitation maximale pour l'analyse des performances des échantillons dans le cadre de la magnétométrie à haute sensibilité.

Nous comparons ensuite, en figure 2.13, les sensibilités en tension maximales mesurées avec celles prédites par l'équation (2.6a), pour une fréquence d'excitation de 10 MHz à laquelle les échantillons affichent leurs meilleures performances. Il a été montré précédemment que des échantillons similaires à la série « a » possèdent des amplitudes de pic MIG considérablement plus faibles que celles prédites par la modélisation, aussi bien en régime linéaire [68, 69] que non-linéaire [20]. Il n'est donc pas surprenant que la droite idéale (courbe (a)), déduite de l'équation (2.6a), surestime également la valeur de la sensibilité maximale. Cette surestimation est de plus amplifiée par l'approximation imparfaite de la pente maximale par le rapport Z_{pk}/H_{pk} considérée dans le modèle (cf. figure 2.1). D'après l'équation (2.6a), tous les échantillons à base d'alliage de CoFe (c'est-à-dire tous, excepté a2) ont une sensibilité théorique située autour de 10 à 15 kV/T/cm. La répartition de leur sensibilité expérimentale correspondante est relativement large. En notant que la largeur des barres d'erreur sur les prédictions théoriques est assez grande (principalement due aux incertitudes sur l'estimation de la résistivité discutées à la section 2.3) et que plusieurs échantillons ne sont pas mis en œuvre sous leur courant d'excitation optimal, il paraît difficile de distinguer un comportement clair à partir de ces données. L'utilisation de l'équation (2.6b), pouvant en principe s'appliquer à des fils non-idéaux, ne permet pas non plus d'augmenter la cohérence des résultats. En effet, l'utilisation dans (2.6b) d'un paramètre d'amortissement de Gilbert, α ,

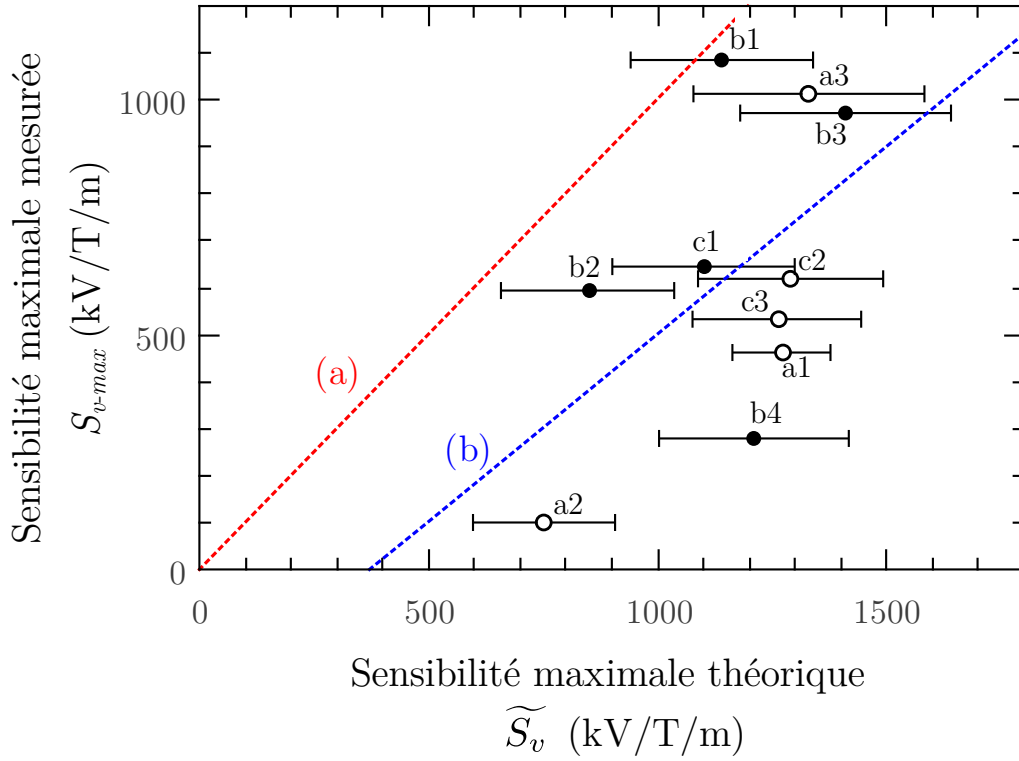


FIGURE 2.13 Comparaison entre les sensibilités en tension maximales mesurées, S_{v-max} , et théoriques, \widetilde{S}_v , exprimées en kV/T/m, pour une fréquence d'excitation de 10 MHz. La ligne en pointillé rouge (a) représente la correspondance parfaite entre la mesure et le modèle théorique (les valeurs mesurées sont égales aux théoriques). La ligne bleu (b) représente la droite de régression linéaire des résultats expérimentaux. Celle-ci affiche un écart de 20% sur la valeur de la pente par rapport à la droite idéale. Le coefficient de corrélation de cette régression linéaire n'est cependant pas supérieur à 0,28, traduisant une forte dispersion des données. La référence des différents échantillons considérés est donnée pour chaque point, et des symboles vides sont utilisés lorsque l'échantillon n'a pas atteint son courant d'excitation optimal si celui-ci est supérieur à $10 \text{ mA}_{\text{rms}}$.

déterminé à 38 GHz (RFM), dans le but de prédire la réponse MIG à 10 MHz ou moins, n'est pas forcément appropriée. Ce point sera repris ci-après.

Nous avons vu, à la section 2.1, que le modèle prédit de meilleures sensibilités pour les échantillons ayant une aimantation à saturation et une résistivité élevées. Ceci peut expliquer, en partie, les bonnes performances des échantillons a3 et b3, ainsi que la faible sensibilité de l'échantillon à base de Nickel (a2) qui, malgré une susceptibilité plus élevée que les autres, affiche un faible produit $M_s\rho$.

Enfin, la figure 2.14 compare les dépendances en fréquence observées de S_{v-max} pour les trois meilleurs échantillons, représentatifs de chaque procédé de fabrication (a3, b1 et c1). Il apparaît que la sensibilité mesurée augmente plus rapidement avec la fréquence que la dépendance en $\omega_p^{1/4}$ attendue en théorie pour des fils idéaux puisqu'une dépendance en $\omega_p^{1/2}$ est observée expérimentalement. Comme nous l'avons évoqué précédemment, la MIG d'échantillons non-idéaux peut être modélisée en considérant α comme étant un paramètre d'amortissement de Gilbert effectif, dépendant de la fréquence et relié aux imperfections du matériau. Dans ce cas, une nouvelle dépendance en fréquence peut être attendue. L'amortissement effectif, tel que discuté ici, est supposé plus élevé à basse fréquence où l'effet des inhomogénéités est le plus significatif. Les valeurs expérimentales de α pour chaque échantillon, rapportées dans le tableau 2.2, sont obtenues à une excitation de 38 GHz (RFM) sous des intensités de champ magnétique appliquées près de trois ordres de grandeur plus élevées que celles utilisées pour le point de fonctionnement optimal en champ de la MIG, B_p . Par conséquent, ces valeurs de α ne peuvent pas être représentatives de la valeur effective à intégrer dans (2.6b), mais sont plutôt une indication de la sensibilité potentielle de fils idéaux. En effet, cette valeur effective est reliée aux imperfections du matériau entrevues lors de l'étude du comportement d'approche à la saturation en section 2.3.

2.5 Reproductibilité des mesures MIG

2.5.1 Tension mécanique et sensibilité intrinsèque

Comme nous l'avons évoqué à la section 1.3, l'anisotropie du matériau, en direction et en amplitude, joue un grand rôle dans le comportement MIG des échantillons, notamment sur la position et l'amplitude des pics d'impédance. Dans ces matériaux amorphes extrêmement doux, l'anisotropie est essentiellement d'origine magnéto-élastique, liée aux contraintes élastiques (intrinsèques ou extrinsèques) que subit l'échantillon. C'est pourquoi de nombreuses techniques de fabrication essaient de contrôler ce paramètre (solidification rapide, glass-covered, recuit...) et cherchent de fait à fixer une anisotropie définie. De par le diamètre

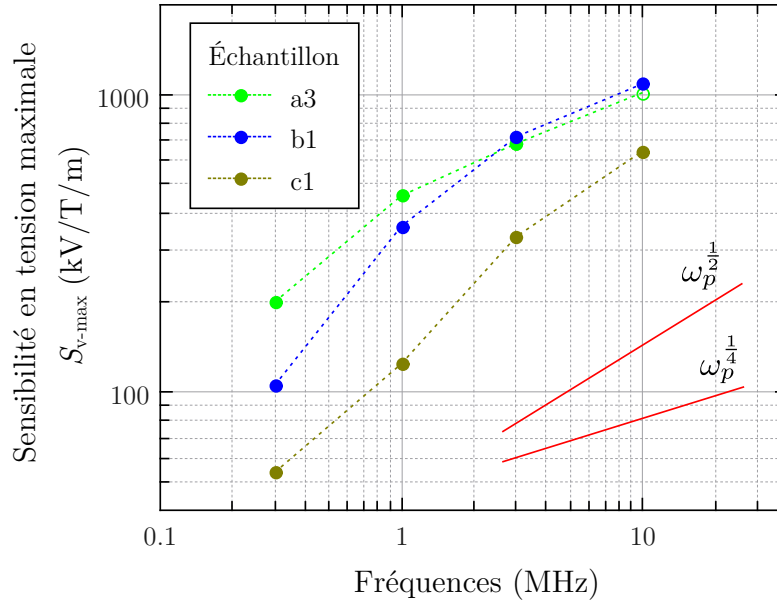


FIGURE 2.14 Sensibilités théoriques (traits pleins) et expérimentales (symboles) ultimes de chaque échantillon en fonction de la fréquence d'excitation exprimée en kV/T/m. Les symboles vides illustrent les points où l'amplitude d'excitation optimale est supérieure à la valeur limite de 10 mA.

réduit des micro-fils, même une faible force mécanique appliquée peut induire une forte pression dans l'échantillon (environ 10 MPa pour un poids de 1 g suspendu à un micro-fil de diamètre 35 μm). Cela entraîne alors une forte variation de l'anisotropie malgré la faible valeur de la constante de magnétostriction, $\lambda \approx 10^{-7}$. En conséquence, les faibles contraintes mécaniques externes subies par l'échantillon influencent fortement son comportement MIG, pouvant alors masquer le comportement propre au matériau. De plus, les imperfections du matériau peuvent engendrer une inhomogénéité de la répartition de la contrainte mécanique, entraînant alors un champ d'anisotropie inhomogène.

La figure 2.15 illustre l'évolution des courbes d'impédance MIG, en régime linéaire, pour différentes tensions mécaniques, σ . Ces dernières sont ajustées en suspendant un poids variable fixé à l'extrémité de l'échantillon. Le matériau utilisé correspond à celui de l'échantillon a1 du tableau 2.1. Comme cela a déjà été observé [79], un élargissement de la vallée séparant les deux pics d'impédance maximum est constaté lorsque la tension mécanique appliquée augmente. La position de ces deux pics donne alors approximativement la valeur du champ d'anisotropie, H_k , et permet d'obtenir l'évolution de ce dernier en fonction de la contrainte appliquée, $H_k(\sigma)$. Dans notre cas, les mesures ont validé son comportement linéaire, permettant ainsi de déduire une constante de magnétostriction $\lambda \approx 2,68 \times 10^{-7}$. Elle correspond aux valeurs classiques attendues pour ce type de matériau.

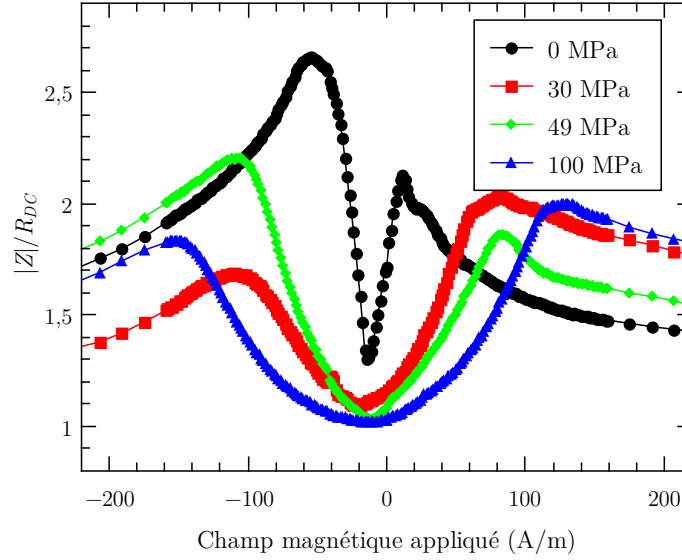


FIGURE 2.15 Allure du module de l'impédance en fonction du champ pour différentes tensions mécaniques, σ , subies par l'échantillon. Ces courbes ont été obtenues à une fréquence d'excitation de 1 MHz, dans un régime de fonctionnement linéaire, pour un courant de polarisation statique de 0,5 mA.

Comme nous l'avons vu précédemment, le paramètre utile pour la réalisation d'un magnétomètre est la valeur maximale de la sensibilité. La figure 2.16 montre l'évolution de la sensibilité intrinsèque maximale en régime linéaire, $S_{\Omega-max}$, obtenue pour différentes tensions mécaniques appliquées à l'échantillon. Une diminution graduelle des performances en sensibilité est immédiatement observable lors de l'augmentation de la contrainte, avec une diminution d'un facteur 4 de la sensibilité intrinsèque par l'application d'une tension mécanique de 100 MPa. Ceci est cohérent avec l'écartement des pics d'impédance maximale constaté sur les mesures $Z(H)$. Bien que ce ne soit pas montré ici, il est à noter que l'échantillon retrouve une caractéristique proche de sa caractéristique initiale une fois la tension mécanique relâchée.

L'étude de l'effet des contraintes mécaniques sur l'effet MIG présentée dans cette thèse est succincte. Nous l'abordons uniquement du point de vue de la validité des résultats de mesure MIG, notamment liée aux contraintes induites lors du câblage des échantillons sur leur support. Plusieurs éléments d'étude concernant l'effet des contraintes peuvent être trouvés aux références [3, 4], cependant aucune ne prend en compte le paramètre de la sensibilité en tension, S_v , comme critère de comparaison. Il serait intéressant d'envisager une étude plus approfondie, intégrant également les contraintes en torsion et l'influence d'une magnétostriction positive/négative, afin d'en dégager d'éventuelles pistes d'optimisation.

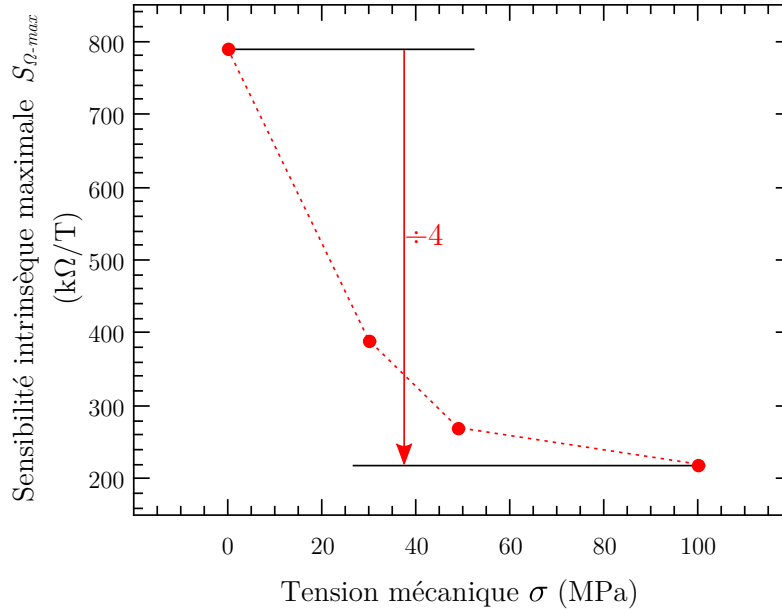


FIGURE 2.16 Sensibilité intrinsèque maximale, $S_{\Omega-max}$, à 1 MHz, en fonction de la tension mécanique, σ , subie par l'échantillon (pour un courant de polarisation statique, I_{dc} , optimal).

Néanmoins, notre étude montre toute l'importance du soin qui doit être apporté lors de la fixation des échantillons sur leur support. Afin de faciliter cette étape et d'assurer l'introduction d'une contrainte minimale, il convient de s'interroger sur les différentes solutions de fixation possibles. Du point de vue de la qualité de la prise de contact et de leur comportement en fréquence, les techniques à base de soudure apparaissent supérieures vis-à-vis de celles à base de pâte conductrice ou à base de contacts mécaniques (pinces conductrices). Cependant, les alliages de type CoFeB ont assez peu « d'affinité » avec l'étain et imposent donc un degré de manipulation supérieur lors de la soudure, augmentant le risque de contraindre l'échantillon. Une autre technique de fixation a été envisagée durant cette thèse. Celle-ci consiste à déposer une couche de cuivre en surface, aux extrémités de l'échantillon, par électro-déposition. Ceci améliore la qualité du contact, augmente la précision sur la longueur effective entre les points de contact et facilite la soudure. Néanmoins, les échantillons se révèlent être considérablement fragilisés, notamment dans la zone intermédiaire où débute la couche de cuivre. Bien que cette technique semble prometteuse, elle est surtout utile dans des cas où de nombreuses prises de contacts sont répétées sur un même échantillon. Elle n'est finalement pas utilisée ici. La fixation des échantillons est donc effectuée classiquement à l'aide de soudures à l'étain. Il est à noter qu'une attention particulière est portée lors de cette étape.

Nous rappelons, d'après le modèle simplifié de la sensibilité (équations (2.6a) et (2.6b)),

qu'une augmentation du champ d'anisotropie, H_k , autorise un plus grand champ critique, H_c , et donc une amplitude d'excitation, I_{ac} , plus élevée. En présence de contraintes, ceci vient alors compenser la perte liée à l'augmentation de la position des pics d'impédance, H_{pk} . Ainsi, il semble possible de limiter l'impact des contraintes mécaniques subies, réduisant alors les effets des prises de contact. Ce point fait l'objet d'une étude particulière à la sous-section suivante.

2.5.2 Prise en compte de l'amplitude du courant d'excitation

Nous reprenons ici la série d'échantillons sous contrainte mécanique contrôlée, utilisée à la sous-section précédente. L'objectif est d'analyser plus en détail l'effet de l'amplitude du courant d'excitation, I_{ac} , pour des échantillons soumis à une contrainte mécanique.

Dans un premier temps, la figure 2.17 illustre l'effet de l'amplitude d'excitation sur l'allure des courbes d'impédance en fonction du champ magnétique pour l'échantillon subissant une contrainte de 30 MPa. Ces courbes ont été obtenues hors du régime de fonctionnement linéaire, comme décrit à la section 2.2.4. Par conséquent, elles ne représentent pas une impédance à proprement parler mais le rapport entre la tension, V_{ac} , développée aux bornes de l'échantillon et le courant, I_{ac} , le traversant. Comme cela a déjà été observé par ailleurs [79, 96, 97], ces courbes illustrent le passage progressif du comportement en double pics vers celui à simple pic lorsque l'amplitude du courant d'excitation augmente. Comme expliqué précédemment, la sensibilité S_v va alors croître avec la valeur de l'excitation jusqu'à un certain seuil à partir duquel le gain apporté par l'accroissement de I_{ac} est équivalent à la perte sur la valeur de la pente de la courbe d'impédance due à la fusion des deux pics (ce seuil définit le courant optimal, I_{ac-opt} , pour lequel la sensibilité en V/T est maximale, cf. section 2.1).

L'évolution de la sensibilité S_v maximale en fonction du courant d'excitation est illustrée en figure 2.18 pour différentes contraintes mécaniques. Nous constatons immédiatement que l'amplitude optimale du courant d'excitation augmente avec la contrainte subie par l'échantillon. Ceci est tout à fait cohérent avec le modèle simplifié de la sensibilité où le rapport H_c/H_{pk} est proportionnel à I_{ac}/H_k (la contrainte mécanique augmentant alors le champ d'anisotropie, H_k , d'origine magnéto-élastique).

Nous avons observé en figure 2.16 que la sensibilité en régime linéaire, $S_{\Omega-max}$, était systématiquement altérée par l'application d'une contrainte mécanique (exemple d'un facteur 4 sur la figure 2.16). Un graphique équivalent est donné sur la figure 2.19 mais en tenant compte cette fois de l'évolution de l'amplitude d'excitation optimale. Dans ce cas, l'influence de la tension mécanique sur la sensibilité électrique maximale, S_v , n'est plus que d'un fac-

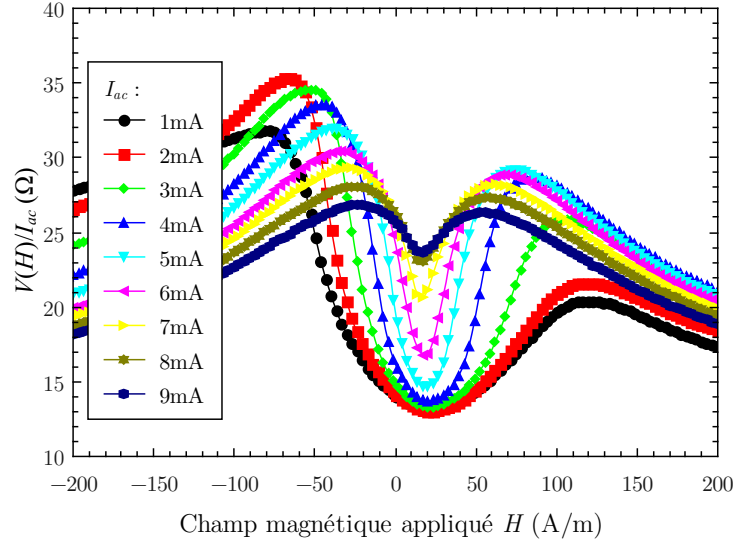


FIGURE 2.17 Évolution de la tension apparaissant aux bornes de l'échantillon MIG en fonction du champ magnétique appliqué pour différents courants d'excitation. La fréquence d'excitation est de 1 MHz, l'échantillon est de type a1, soumis à une tension mécanique de 30 MPa.

teur 1,5 pour des conditions identiques. Ceci confirme bien les hypothèses du modèle dans lequel le champ d'anisotropie n'influence que légèrement la valeur de la sensibilité S_v . La reproductibilité des résultats est également améliorée dans la mesure où la dégradation liée à la contrainte induite lors de la préparation de l'échantillon peut être compensée par l'ajustement de l'amplitude d'excitation.

Enfin, la figure 2.20 reprend l'évolution de la sensibilité S_v maximale en fonction de I_{ac} pour différentes fréquences d'excitation, f_p . En considérant l'accroissement de la sensibilité avec la fréquence pour une amplitude d'excitation fixée (proche de celle garantissant un régime de fonctionnement linéaire, $I_{ac} = 2$ mA), un gain de performance d'environ 2,3 est obtenu lorsque la fréquence augmente de $f_p = 300$ kHz à $f_p = 10$ MHz. En considérant maintenant les sensibilités maximales au regard du courant d'excitation, un gain de facteur 4,9 est alors obtenu pour la même augmentation de fréquence. Ceci renforce donc l'intérêt de travailler avec des fréquences élevées car elles permettent l'utilisation d'un courant d'excitation plus important. Cependant, il faut garder à l'esprit que l'amplitude optimale du courant I_{ac} peut être irréaliste en pratique. À de fortes valeurs, il risque en effet d'endommager l'échantillon à cause de la dissipation thermique ou même d'être hors de portée de l'électronique de conditionnement.

Aux vues des résultats exposés ici, un bon accord est constaté entre le modèle et le comportement expérimental de la sensibilité vis-à-vis de l'amplitude et de la fréquence d'excitation.

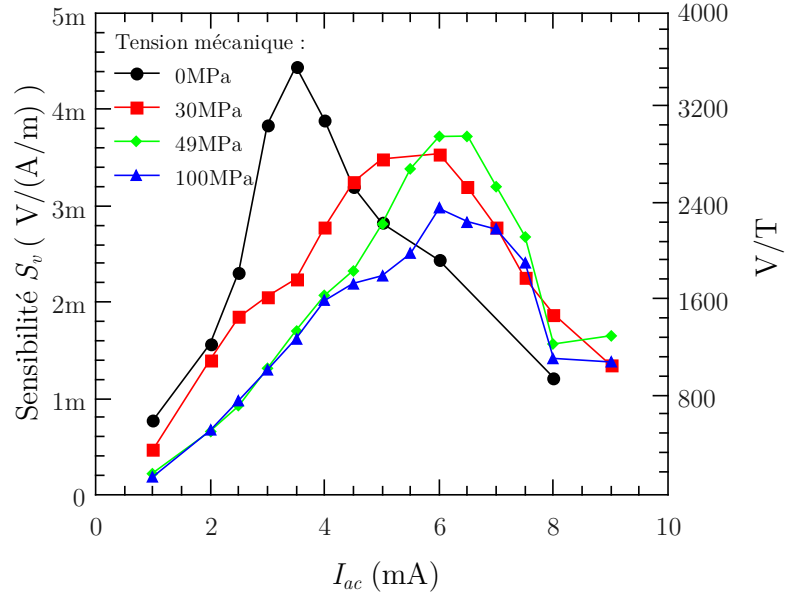


FIGURE 2.18 Influence de la tension mécanique axiale, σ , sur la sensibilité, S_v , à 1 MHz en fonction de l'amplitude du courant d'excitation, I_{ac} . Les échantillons sont de type a1.

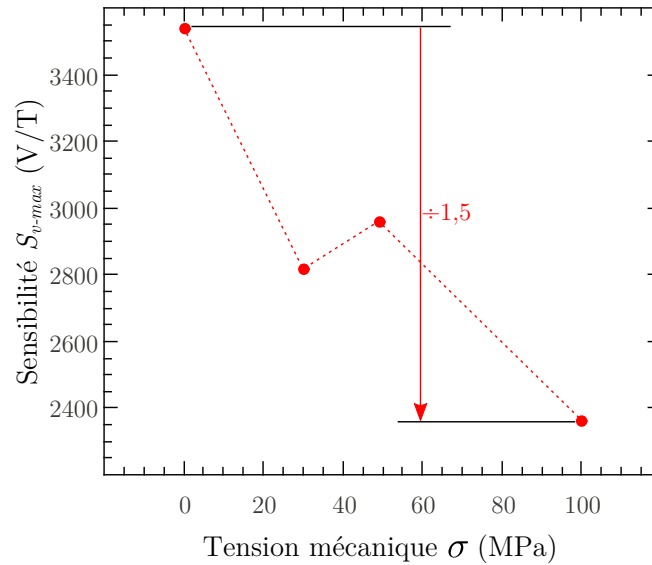


FIGURE 2.19 Sensibilité maximale, S_{v-max} , à 1 MHz obtenue au courant d'excitation optimal en fonction de la tension mécanique subie par l'échantillon.

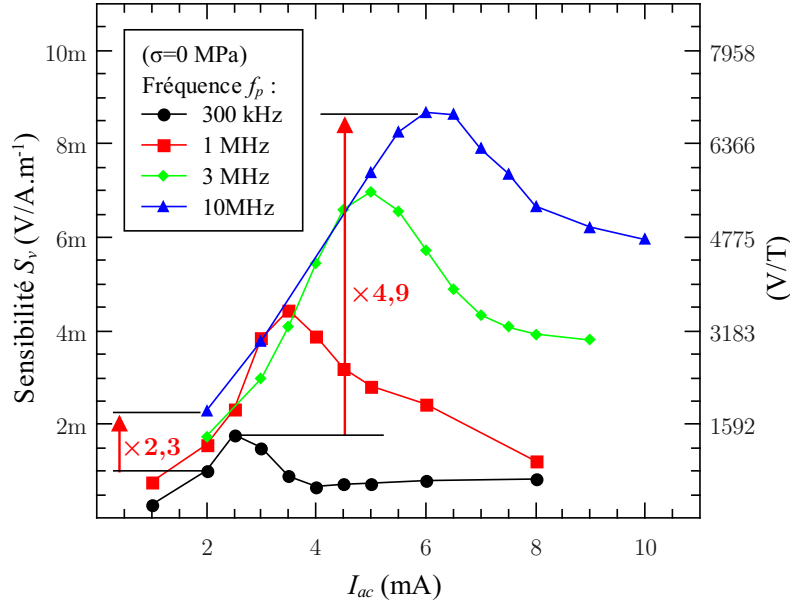


FIGURE 2.20 Sensibilité maximale en fonction du courant d'excitation pour différentes fréquences de travail. Ces mesures correspondent à l'échantillon non contraint (pour un courant de polarisation statique optimal).

Néanmoins, en s'intéressant plus particulièrement aux évolutions du champ d'anisotropie, $H_k \approx H_{pk}$, et du champ critique, $H_c = I_{ac-opt}/2\pi a$, vis-à-vis de la contrainte, σ , subie par l'échantillon, il apparaît qu'ils ne suivent pas tous deux le même type de variations. La comparaison entre le courant optimal, mesuré expérimentalement, et sa valeur théorique, estimée à partir du champ d'anisotropie par $I_{ac-opt} \approx 2\pi a H_k(\sigma)$, est illustrée en figure 2.21. Celle-ci montre clairement l'écart entre les deux valeurs.

Bien que des travaux antérieurs, sur le régime de fonctionnement MIG non linéaire [20], aient montré que l'amplitude de ce courant optimal est lié au seuil d'apparition des phénomènes non-linéaires, le comportement de ce dernier dans des fils non-idéaux n'est pas encore entièrement clair. Il dépend à la fois des propriétés intrinsèques du matériaux de la fréquence d'excitation et des contraintes mécaniques et il est difficile de le relier à l'un des paramètres physiques considérés dans cette étude.

2.6 Conclusion

La sensibilité en tension, S_v , d'une série de plusieurs micro-fils MIG a été étudiée et comparée avec les prédictions d'un modèle phénoménologique simplifié [9]. Les propriétés physiques, qui entrent dans l'expression du modèle, déterminées par magnétométrie à échan-

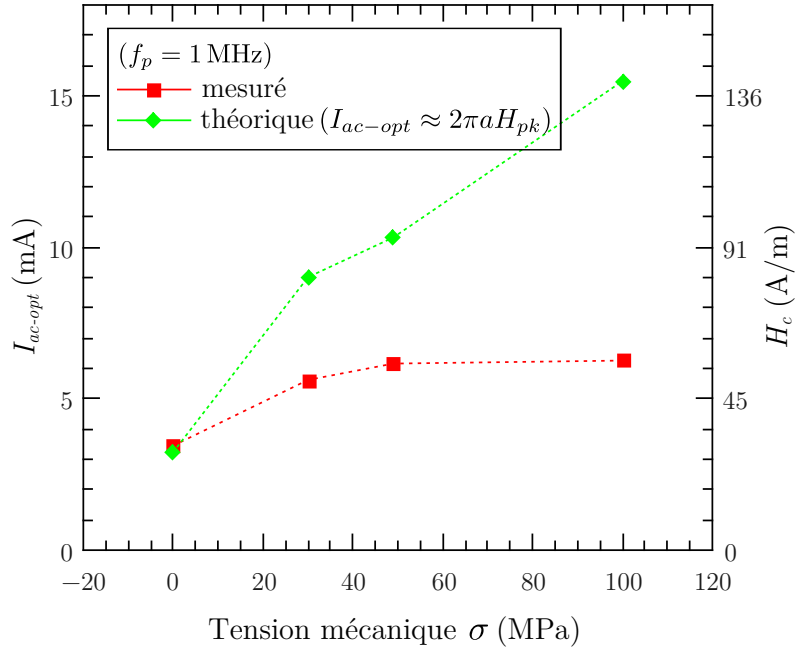


FIGURE 2.21 Évolution des valeurs expérimentale et théorique du courant d'excitation optimal, à 1 MHz, en fonction de la contrainte en tension appliquée à l'échantillon. L'axe de droite donne le champ critique équivalent au courant optimal, considérant un échantillon d'un diamètre de 35 μm .

tillon vibrant, spectroscopie RFM et mesure de résistance en quatre points, affichent des variations significatives. La dispersion de ces propriétés physiques, apparaissant entre des échantillons de composition proche (si ce n'est identique pour certains), semble pourtant bien réelle et pose alors la question de l'uniformité physique des micro-fils amorphes. Malgré tout le soin apporté à la préparation des échantillons, les mesures de magnéto-impédance souffrent parfois de problèmes de reproductibilité liés aux contraintes mécaniques introduites durant les prises de contact. Ainsi, même les meilleurs échantillons possèdent une sensibilité bien inférieure à celle prédite pour un matériau idéal (parfaitement cylindrique, au spin de surface libre, sans défauts ou inhomogénéités, etc.). Ceci suggère qu'aucun des micro-fils actuellement fabriqués n'approche les propriétés idéales. Il faut néanmoins rappeler ici que les problèmes d'inhomogénéité (entre échantillons) et de non-reproductibilité peuvent être réduits par l'utilisation d'un système contre-réactionné en champ (section 1.2.1). La seule nécessité est alors d'avoir une sensibilité de l'élément sensible la plus élevée possible afin de s'affranchir du bruit lié au conditionnement électronique.

D'après les équations (2.6a) et (2.6b), une piste d'optimisation du matériau est d'obtenir des valeurs de M_s et ρ élevées. Travaillant déjà avec des matériaux fortement ferromagnétiques, la marge de progression sur la valeur de M_s semble limitée. La résistivité pourrait être

plus facilement augmentée, cependant elle doit rester suffisamment faible afin de garantir un fonctionnement en régime de fort effet de peau. Augmenter la résistivité peut également avoir des effets négatifs sur le bruit intrinsèque (cf. section 1.3.3). Il apparaît aussi qu'il est préférable de travailler à une fréquence f_p la plus élevée possible. Cependant, la valeur du courant d'excitation optimal augmentant également avec la fréquence, elle peut alors excéder les valeurs pratiques utilisables lors du conditionnement électronique. De plus, la section 4.1.2 montrera que si le niveau de bruit en sortie est limité par le bruit provenant du générateur d'excitation, il est inutile de travailler sous des courants plus élevés, car le gain sur la sensibilité s'accompagne d'une perte équivalente sur le niveau de bruit électronique et conduit à une stagnation du rapport signal à bruit.

Cette étude a permis de mettre en avant l'importance du courant d'excitation optimal sur la sensibilité en tension. Il est à noter qu'il n'est habituellement pas pris en compte dans l'étude du comportement de l'impédance des dispositifs MIG. Ce courant d'excitation optimal est propre à chaque échantillon mais dépend également de la fréquence d'excitation et des conditions de contraintes mécaniques. Lorsqu'ils sont mis en œuvre dans leurs conditions optimales, la sensibilité des micro-fils est un peu plus proche des limites théoriques et la disparité entre échantillons s'en trouve également réduite (figure 2.12). D'après la modélisation de la MIG non-linéaire [20], il est attendu que les phénomènes non-linéaires, qui limitent le courant d'excitation optimal, apparaissent pour des courants plus faibles dans les matériaux à faible amortissement et faible champ d'anisotropie. Par conséquent, bien qu'une faible anisotropie et qu'un faible amortissement soient généralement recherchés pour obtenir des matériaux avec de fortes variations d'impédance [98], ces paramètres vont également affecter la sensibilité en tension, S_v , en réduisant la valeur du courant optimal à partir de laquelle celle-ci dernière décroît. Ce point est encourageant dans le sens où des fils non-idéaux (avec une anisotropie et un amortissement plus élevés que dans le cas idéal) peuvent atteindre la sensibilité de fils idéaux grâce à l'accroissement de leur courant d'excitation optimal (à condition toutefois de rester dans les limites d'une réalisation pratique).

Malgré que le modèle simplifié de la sensibilité [9] apporte un cadre utile à l'analyse des données MIG, il subsiste un certain nombre d'interrogations. C'est notamment le cas de la dépendance en fréquence du terme H_c/H_{pk} , ou encore du comportement de H_c vis-à-vis des défauts et de la répartition des contraintes mécaniques dans l'échantillon. Au-delà de l'existence des incertitudes de mesure, aucun des échantillons n'est un fil idéal. La sensibilité serait alors plus à même d'être décrite par l'équation (2.6b), en considérant un paramètre d'amortissement de Gilbert, α , effectif évoluant avec la fréquence. Cependant, celui-ci est à priori inconnu. Ces différents points sont alors des pistes de recherche intéressantes. Il serait également pertinent d'étudier une série d'échantillons plus hétérogène afin d'élargir la

validité du modèle sur une plage de valeur de propriétés physiques plus étendue.

Bien que la dépendance en fréquence de la sensibilité S_v soit similaire pour tous les échantillons (figure 2.14), les différences sont suffisantes pour que l'ordre des sensibilités change d'une fréquence à l'autre. Dans cette étude, il n'est finalement pas évident d'identifier le meilleur échantillon. Expérimentalement, la sensibilité en tension moyenne obtenue pour une fréquence d'excitation de 10 MHz est d'environ 7 kV/T/cm. Bien que les échantillons a3, b1 et b3 se soient révélés être les meilleurs expérimentalement, nous préférons sélectionner l'échantillon c3 pour la suite des travaux. En effet, celui-ci possède une sensibilité supérieure à la moyenne et son large diamètre lui assure une meilleure résistance aux contraintes mécaniques. Sa robustesse s'est avérée utile lors de la mise en œuvre de la structure quadripôle comportant une micro-bobine de détection.

Chapitre 3

Modélisation de la structure MIG-bobine

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, une piste prometteuse pour l'accroissement de la sensibilité (en plus de l'optimisation des propriétés physiques du matériau discutée au chapitre 2) concerne l'ajout d'une bobine de capture entourant le micro-fil MIG. Dans ce cas, il est envisagé de prélever, aux bornes de cette bobine, la tension induite par la circulation du courant d'excitation dans la MIG. L'intérêt de cette technique réside dans l'augmentation possible de la sensibilité liée à l'utilisation d'une bobine possédant un très grand nombre de tours. Des travaux précédents [31, 29, 34, 12, 35] se sont intéressés à de telles structures, notamment vis-à-vis de l'augmentation de la zone de linéarité et de l'accroissement de la sensibilité intrinsèque. Il convient également de s'interroger sur l'apport de cette structure par rapport à la sensibilité en tension, S_v , ainsi que du point de vue des performances en bruit. Ceci sera détaillé au chapitre 4 et fait l'objet de publications aux références [35, 99].

L'élément sensible est dorénavant constitué d'un micro-fil amorphe MIG sur lequel est bobiné un enroulement de cuivre. Ce type de dispositif peut se représenter sous la forme d'un quadripôle, illustré à la figure 3.1, dont les grandeurs électriques sont reliées par la matrice impédance telle que :

$$\begin{pmatrix} v_{fil} \\ v_{bob} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_{fil} \\ i_{bob} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

où v_{fil} , i_{fil} , v_{bob} et i_{bob} sont les tensions et courant apparaissant dans le micro-fil MIG et la bobine respectivement.

L'utilisation d'une bobine de capture apporte de nouveaux paramètres de mise en œuvre liés à la réalisation pratique de celle-ci. Il convient alors de s'interroger sur le rayon, la longueur ou encore le nombre de tours nécessaires à l'obtention d'une bobine optimale vis-à-vis de la sensibilité. Ce chapitre est tout d'abord consacré à la détermination des paramètres, Z_{ij} , de la matrice impédance en fonction de la géométrie du bobinage et des propriétés du micro-fil amorphe. Cette modélisation sera ensuite utilisée afin d'étudier les meilleurs paramètres de réalisation de la bobine de capture.

Nous nous intéressons principalement au terme Z_{21} de la matrice impédance, considérant alors une excitation en courant circulant au travers du micro-fil MIG associée à un pré-

lèvement de la tension apparaissant aux bornes de la bobine. Le choix principal de cette configuration sera justifié au chapitre 4 suivant.

Nous rappelons ici que le critère à optimiser est la sensibilité au champ, S_v , du dispositif, exprimée en V/T. Nous avons vu au chapitre 1 (équation 1.20) que cette dernière est le produit de la sensibilité intrinsèque, S_Ω , exprimée en Ω/T , par l'amplitude du courant d'excitation, I_{ac} . La valeur optimale de cette dernière a été étudiée au chapitre 2 et dépend des propriétés intrinsèques à l'échantillon MIG. Dans le cas du quadripôle qui nous intéresse ici, nous discuterons alors de l'effet du bobinage sur l'augmentation de la sensibilité intrinsèque, considérant que le courant d'excitation optimal est fixé pour chaque échantillon MIG et ne dépend pas de la bobine.

S'il paraît intuitif que le courant d'excitation optimal ne soit lié qu'aux propriétés du conducteur MIG dans lequel il circule, il n'en est pas de même pour les autres conclusions issues du chapitre 2 concernant l'optimisation du matériau. En effet, ces conclusions concernent un élément sensible constitué d'un fil MIG sans bobine, c'est-à-dire le terme Z_{11} de la matrice impédance $[Z]$. Nous verrons dans la suite que la position en champ¹, H_{pk} , des pics d'impédance maximale sont les mêmes pour les termes Z_{11} et Z_{21} (essentiellement liée à la structure magnétique du système lors du retournement de la direction d'aimantation). À l'inverse, rien ne permet de relier a priori l'amplitude des pics d'impédance, Z_{pk} , pour chacun de ces termes. Dans la suite nous assumons que les pistes d'optimisation des propriétés du matériau dégagées au chapitre 2 restent pertinentes lors de l'utilisation de la configuration quadripôle, même si une étude plus approfondie serait évidemment souhaitable. L'évolution similaire, illustrée en figure 3.2, de l'amplitude des pics d'impédance maximale des termes ξ_{zz} et $\xi_{\varphi z}$ du tenseur d'impédance de surface (équations (1.29) et (1.30)) en fonction de l'aimantation à saturation, M_s , et de la résistivité, ρ , étaye favorablement cette supposition².

3.1 Matrice impédance électrique

Nous considérons un élément sensible constitué d'un micro-fil à magnéto-impédance géante cylindrique de rayon a et de longueur l supposée infinie, entouré d'une bobine de longueur $l_c \approx l$, d'épaisseur négligeable et composée d'un nombre total de tours N , comme représenté en figure 3.3. En première approximation, il est admis que la bobine est directement enroulée autour du micro-fil MIG. Ainsi le rayon du bobinage est identique à celui de l'échantillon MIG, a , négligeant l'existence possible d'un interstice entre les deux éléments.

Comme nous l'avons exposé à la section 1.1, la relation entre les composantes axiale et

1. Nous rappelons que la sensibilité intrinsèque, S_Ω , a été approchée au chapitre 2 par le rapport Z_{pk}/H_{pk} .
 2. Les deux paramètres, M_s et ρ , correspondent aux pistes d'optimisation dégagées au chapitre 2.

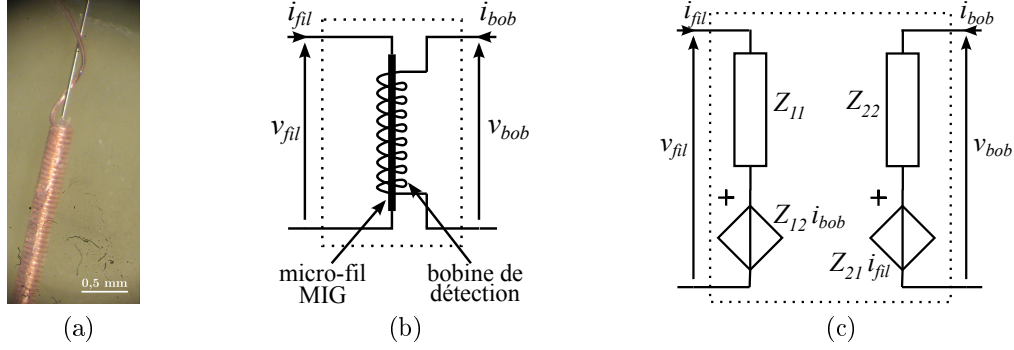


FIGURE 3.1 Exemple de dispositif, (a), mettant en œuvre un bobinage couplé à l'échantillon MIG. Il peut être représenté par son schéma électrique, (b), ou par son modèle quadripôle équivalent, (c), faisant apparaître les grandeurs électriques, v_{fil} , v_{bob} , i_{fil} et i_{bob} , à considérer.

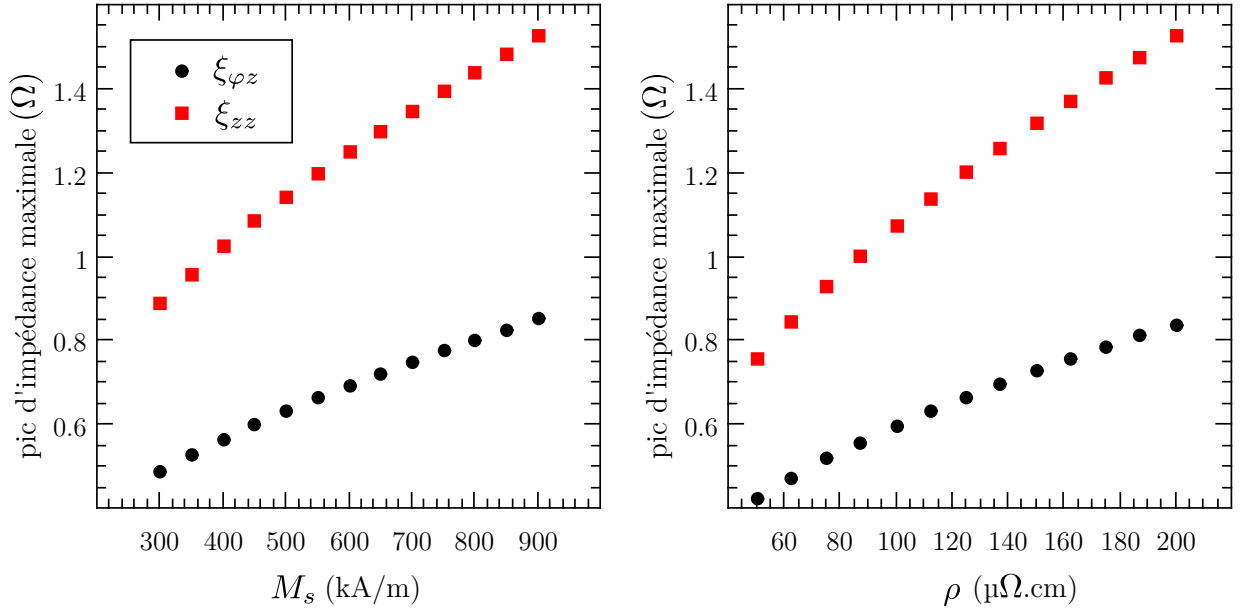


FIGURE 3.2 Évolution, en fonction de l'aimantation à saturation, M_s , et de la résistivité, ρ , de l'amplitude des pics d'impédance maximale des termes ξ_{zz} et $\xi_{\varphi z}$ du tenseur d'impédance de surface. L'évaluation est faite à partir des équations (1.29) et (1.30) en considérant les paramètres suivants : échantillon de type c3, $f_p = 10$ MHz, $I_{dc} = 4$ mA, $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 85^\circ$.

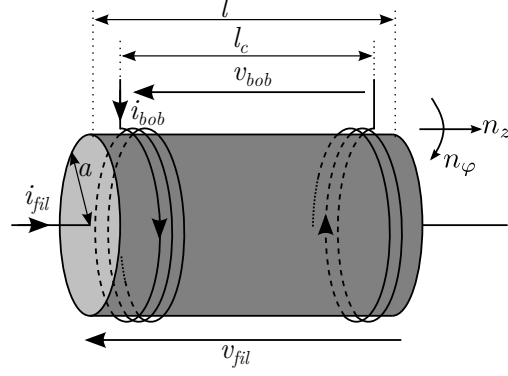


FIGURE 3.3 Représentation de la géométrie de l'élément sensible MIG-Bobine et des grandeurs intervenant dans les équations.

circconférentielle des champs électrique et magnétique à la surface du micro-fil MIG est donnée par l'intermédiaire du tenseur d'impédance de surface, $[\zeta_s]$, de l'équation (1.3). Une approche possible, basée sur les travaux de MAKHNOVSKIY et coll. [10, 11, 29], consiste alors à relier chacune des grandeurs électriques v_{fil} , v_{bob} , i_{fil} , et i_{bob} à chacun des champs de surface e_z , e_φ , h_z , et h_φ pour ensuite utiliser les expressions approchées des termes du tenseur d'impédance de surface données à l'équation (1.29). D'après la section 1.1, la tension apparaissant aux bornes du micro-fil et le courant le traversant peuvent être reliés au champ électrique, e_z , et magnétique, h_φ , respectivement, par :

$$v_{fil} = l e_z, \quad (3.2a)$$

$$i_{fil} = 2\pi a h_\varphi. \quad (3.2b)$$

De façon analogue, il est possible de relier v_{bob} et i_{bob} au champ électrique, e_φ , et magnétique, h_z , par :

$$v_{bob} = -2\pi a N e_\varphi, \quad (3.2c)$$

$$i_{bob} = \frac{l_c}{N} h_z. \quad (3.2d)$$

Cette approche permet, en première approximation, de décrire le comportement en champ du quadripôle à MIG. Elle est bien évidemment perfectible et ne prend pas en considération un certain nombre de paramètres tels que la résistivité du bobinage (généralement réalisé en cuivre), la propagation des champs électrique et magnétique à travers les différents milieux constituant le quadripôle (conducteur MIG, interstice de vide éventuel, conducteur bobiné), etc.

En combinant les équations (3.2a) à (3.2d), (3.1) et (1.29), l'expression complète de la

matrice impédance $[Z]$ s'écrit :

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{l}{2\pi a} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M) & N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M \\ N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M & \frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

où Z_M et Z_N correspondent aux modes magnétique et non-magnétique de l'impédance de surface et sont données aux équations (1.30). L'expression obtenue est alors analogue à celle des travaux [29], les différences de modélisation se trouvant dans les approximations effectuées lors de l'obtention des expressions de Z_M et Z_N telles que discutées au chapitre 1.

D'après l'équation 3.3, il est à noter que le terme Z_{11} est équivalent à l'expression de l'impédance de la MIG seule développée au chapitre 1. De plus, il apparaît que $Z_{12} = Z_{21}$ comme attendu pour tout quadripôle passif. Ces expressions confirment également l'augmentation potentielle de la sensibilité par l'utilisation d'un grand nombre de tours de bobinage N .

3.2 Validation du comportement en champ

L'objet de cette section concerne la comparaison entre les prédictions du modèle du quadripôle à MIG que nous venons d'exposer et les résultats expérimentaux. Ces derniers ont été obtenus par mesure des paramètres S à l'aide d'un analyseur de réseau. Le banc de mesure utilisé est identique à celui décrit à la section 2.2.4, permettant la mesure d'impédance en régime linéaire. Ici, la mesure de la matrice impédance complète est effectuée en utilisant simultanément les deux ports de l'analyseur de réseau, connectés à chacune des branches du quadripôle MIG-bobine.

Avant de poursuivre, nous rappelons que le modèle présenté est une extension du modèle de la MIG développé par D. MÉNARD [68], présenté au chapitre 1, dont il reprend l'essentiel des mécanismes. Comme nous l'avons évoqué précédemment, il a été montré que les mesures d'impédance MIG possèdent des amplitudes de pic considérablement plus faibles que celles prédites par la modélisation, aussi bien en régimes linéaire [68, 69] que non-linéaire [20]. De plus, nous avons déjà discuté au chapitre 2 de la difficulté de prédire précisément les performances d'un fil donné à partir de ces caractéristiques physiques à cause des problèmes d'inhomogénéité et de non-idéalité des micro-fils MIG. Pour cet ensemble de raisons, la validation de l'extension quadripôle du modèle de la MIG repose principalement sur une validation comportementale. Elle s'attache ainsi à vérifier que l'essentiel des mécanismes intervenant dans la réponse en champ du quadripôle MIG-bobine peuvent être reproduits par le modèle, sans toutefois en espérer une prédiction absolue.

3.2.1 Ajustement des paramètres du micro-fil dans le modèle

Afin de comparer les prédictions du modèle avec le comportement expérimental d'un échantillon réel donné, il est nécessaire d'introduire, dans le modèle, les propriétés physiques (M_s , α , ρ ...) correspondantes à celles de l'échantillon sous test. Ces propriétés sont déterminées, pour chaque échantillon, à partir des caractérisations physiques effectuées au chapitre 2.

À l'inverse, les paramètres d'anisotropie, en amplitude, H_k , et en direction, θ_k , ne sont pas déterminés lors de cette caractérisation. De plus, les contraintes mécaniques introduites durant la préparation des échantillons influencent grandement l'anisotropie effective. Bien qu'un soin particulier ait été apporté lors de la prise de contact, la réalisation du bobinage autour du micro-fil est un facteur de contrainte mécanique supplémentaire. Par conséquent, il est préférable d'utiliser des paramètres d'anisotropie déduits directement des mesures MIG faites sur l'échantillon effectivement réalisé.

Tout d'abord, la valeur du champ d'anisotropie, H_k , est déduite à partir de la position moyenne, H_{pk} , des pics d'impédance maximale en considérant $H_k \approx H_{pk}$ comme discuté au chapitre 2. Ensuite, la direction d'anisotropie, θ_k , est ajustée en fonction du comportement expérimental des termes Z_{ij} vis-à-vis du courant de polarisation statique, I_{dc} . En effet, comme nous l'avons vue à la section 1.3, la polarisation de l'échantillon MIG par un courant continu influe fortement sur la position d'équilibre statique de l'aimantation. Il est alors possible d'observer, en fonction de l'amplitude de ce courant, l'apparition de dissymétries entre les pics d'impédance maximale et la présence ou non d'une discontinuité liée au retournement brusque de la direction de l'aimantation. Le seuil d'apparition et l'amplitude de ces effets permettent de déduire la direction moyenne du champ d'anisotropie, θ_k .

La géométrie du bobinage étant connue à priori, toutes les propriétés prises en compte dans le modèle sont alors déterminées.

3.2.2 Résultats

Nous considérons ici un quadripôle sensible constitué d'une bobine de 260 tours non jointifs, enroulée autour d'un micro-fil amorphe de type a3 de longueur $l = 2,6$ cm. Le diamètre de la bobine est de $100 \mu\text{m}$ pour une longueur l_c de $1,8$ cm. La comparaison entre les mesures à l'analyseur de réseau et les prédictions du modèle théorique pour les différents éléments de la matrice impédance est donnée aux figures 3.4, 3.5, et 3.6 considérant une fréquence d'excitation de 1 MHz. Les paramètres d'anisotropie pour cet échantillon, utilisés dans le modèle, sont $H_k = 190$ A/m et $\theta_k = 85,7^\circ$.

La figure 3.4, tout d'abord, illustre la dépendance en champ du terme Z_{11} correspondant à la réponse d'un élément MIG seul classique. Comme attendu, le modèle ne traduit pas

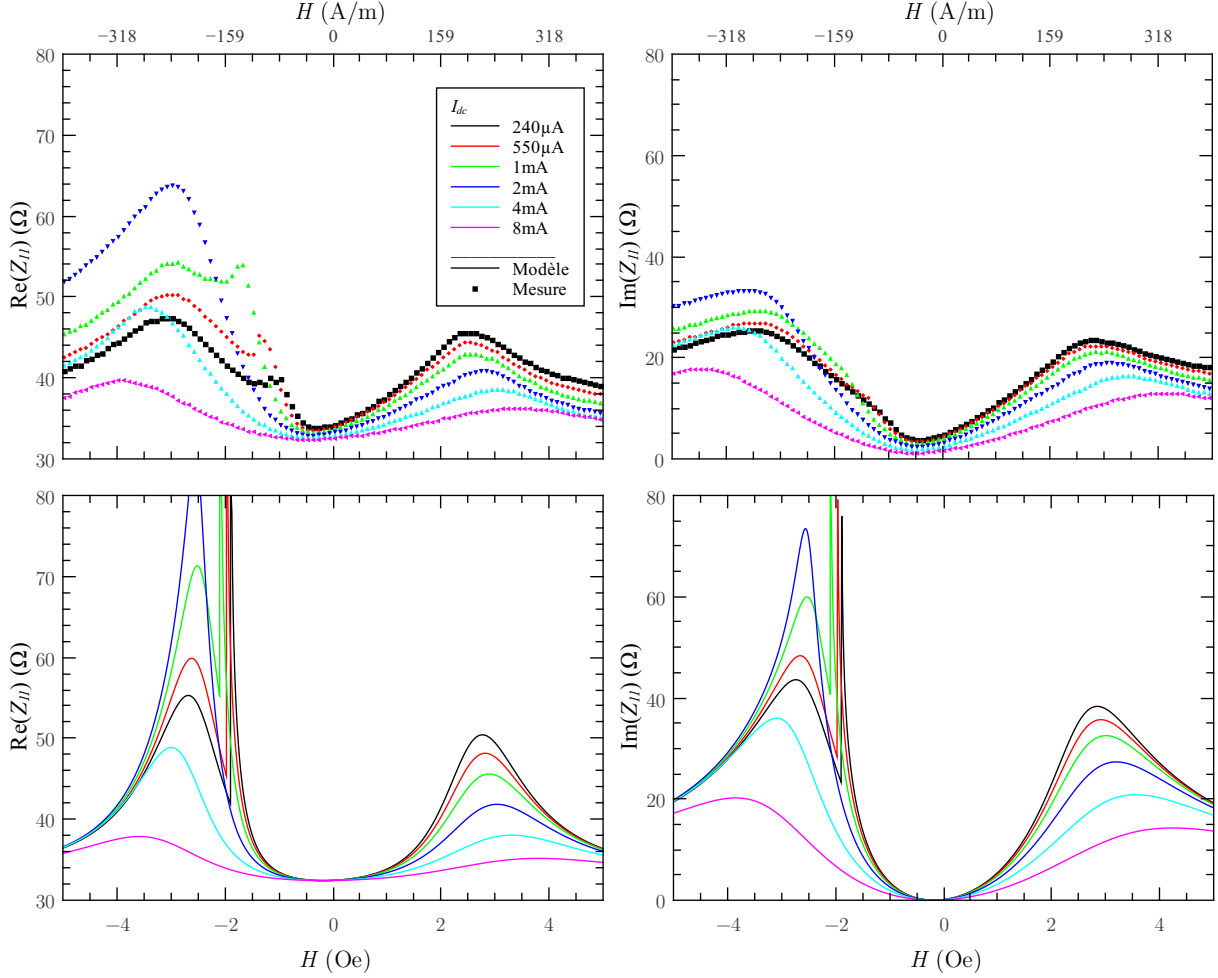


FIGURE 3.4 Parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{11} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué pour différents courants de polarisation statique, I_{dc} . La fréquence d'excitation, f_p , est de 1 MHz. Les traits pleins représentent les prédictions du modèle tandis que les symboles correspondent aux points de mesure expérimentaux. L'élément sensible est constitué d'un échantillon MIG de type a3 de longueur 26 mm associé à un bobinage de 260 tours non-jointifs de diamètre 100 μm et de longueur 18 mm. Les paramètres d'anisotropie utilisés dans le modèle sont $H_k = 190 \text{ A/m}$ et $\theta_k = 85,7^\circ$. À noter, la disparition des discontinuités liées au retournement de l'aimantation lorsque $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, c'est-à-dire $I_{dc} \geq 1,6 \text{ mA}$.

parfaitement la réponse mesurée, notamment l'amplitude des pics d'impédance maximale qui est clairement surestimée par le modèle. Hormis cela, un bon accord entre les prédictions comportementales théoriques et les résultats de mesure est constaté, que ce soit sur l'ordre de grandeur ou l'allure générale des variations d'impédance. Le comportement vis-à-vis du courant de polarisation statique, I_{dc} , est particulièrement bien pris en compte, avec la disparition des discontinuités liées au retournement brusque de l'aimantation lorsque $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, c'est-à-dire $I_{dc} \geq 1,6 \text{ mA}$.

La figure 3.5, ensuite, s'intéresse aux termes anti-diagonaux, $Z_{12} = Z_{21}$, de la matrice impédance. L'écart vis-à-vis de l'amplitude des pics d'impédance maximale est à nouveau observé, bien qu'il soit moins important dans ce cas. Le comportement vis-à-vis de I_{dc} est également bien reproduit, notamment le passage vers un comportement anti-symétrique par rapport à $H = 0$ lorsque $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, c'est-à-dire $I_{dc} \geq 1,6 \text{ mA}$. Encore une fois, une bonne reproduction par le modèle du comportement général des variations d'impédance est constatée.

La figure 3.6, enfin, est consacrée à l'élément Z_{22} de la matrice impédance. Le premier point à mentionner est le décalage statique, d'environ 55Ω , sur la valeur de la partie réelle entre la modélisation et la mesure. Pour faciliter la comparaison des comportements en champ, les axes verticaux des deux graphiques des parties réelles possèdent une échelle différente. L'excursion de cette dernière demeure cependant identique dans les deux cas. Le décalage de la composante statique est ici important comparé à la valeur moyenne de la partie réelle. Nous le retrouverons dans l'ensemble des résultats ultérieurs mais il sera alors négligeable comparé aux fortes variations de la valeur du terme Z_{22} (cf. figure 3.13). Pour cette raison, il ne nous a pas paru nécessaire d'étudier plus profondément l'origine de ce décalage statique. Au-delà de cette remarque, l'allure des courbes est globalement similaire entre les prédictions du modèle et l'impédance effectivement mesurée. Les remarques faites à propos des autres éléments de la matrice restent valables.

3.2.3 Conclusion

Malgré les quelques écarts observables entre les courbes d'impédances théorique et expérimentale, il apparaît que la modélisation est globalement fidèle aux observations et permet de rendre compte des paramètres entrant dans l'obtention de la réponse en champ de la matrice impédance complète.

Pour poursuivre l'analyse sur la validité du modèle, il convient de ne pas se limiter à un seul dispositif mais de le confronter également avec d'autres types d'éléments sensibles, que ce soit pour un autre type d'échantillon MIG ou une bobine différente.

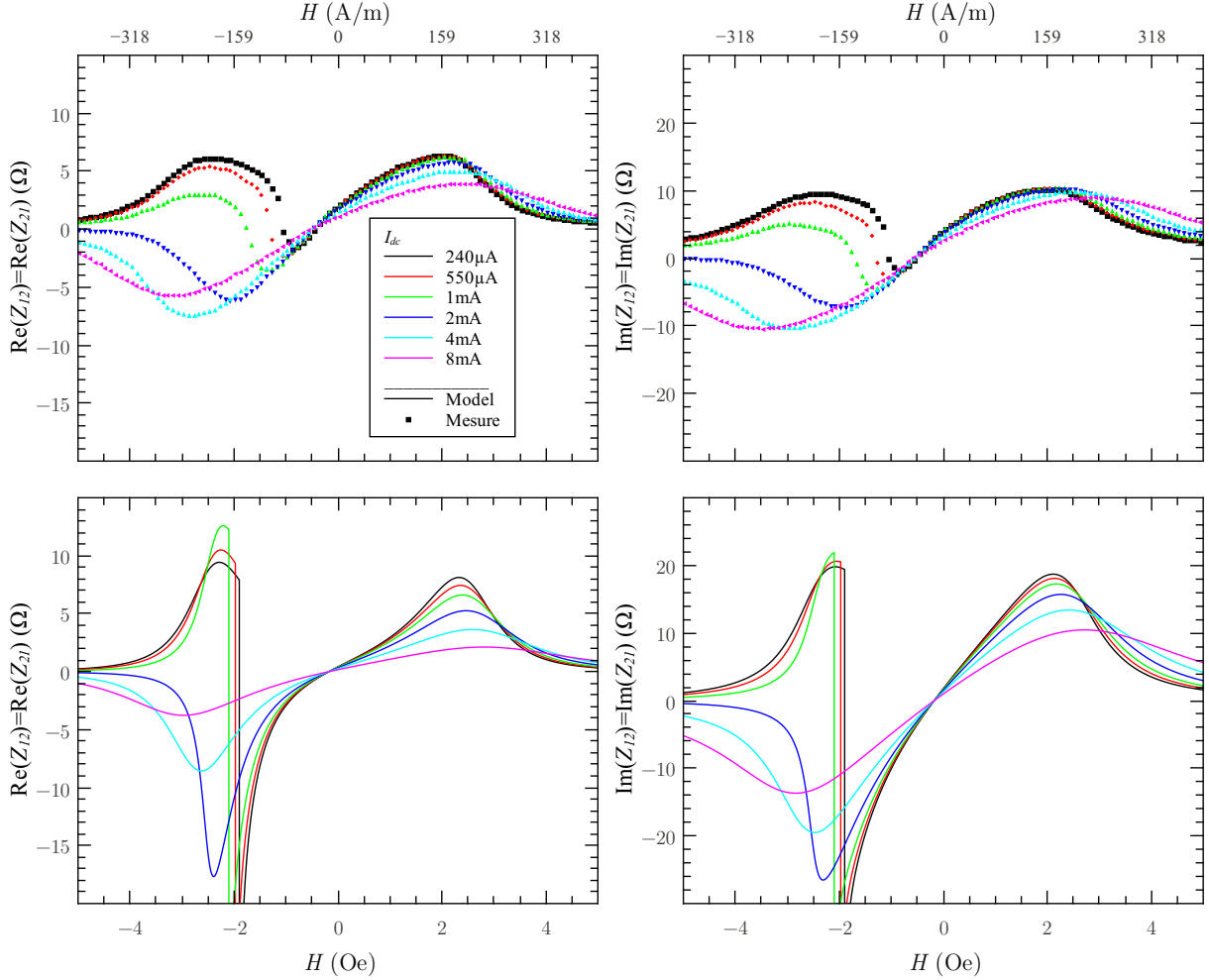


FIGURE 3.5 Parties réelle et imaginaire des éléments Z_{21} (ou Z_{12}) de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué, pour différents courants de polarisation statique, I_{dc} . La fréquence d'excitation, f_p , est de 1 MHz. Les traits pleins représentent les prédictions du modèle tandis que les symboles représentent les points de mesure expérimentaux. L'élément sensible est constitué d'un échantillon MIG de type a3 de longueur 26 mm associé à un bobinage de 260 tours non-jointifs de diamètre 100 μm et de longueur 18 mm. Les paramètres d'anisotropie utilisés dans le modèle sont $H_k = 190 \text{ A/m}$ et $\theta_k = 85,7^\circ$. À noter, la disparition des discontinuités liées au retournement de l'aimantation et l'apparition du comportement antisymétrique par rapport à $H = 0$ lorsque $H_\varphi \geq H_k \cos \theta_k$, c'est-à-dire $I_{dc} \geq 1,6 \text{ mA}$.

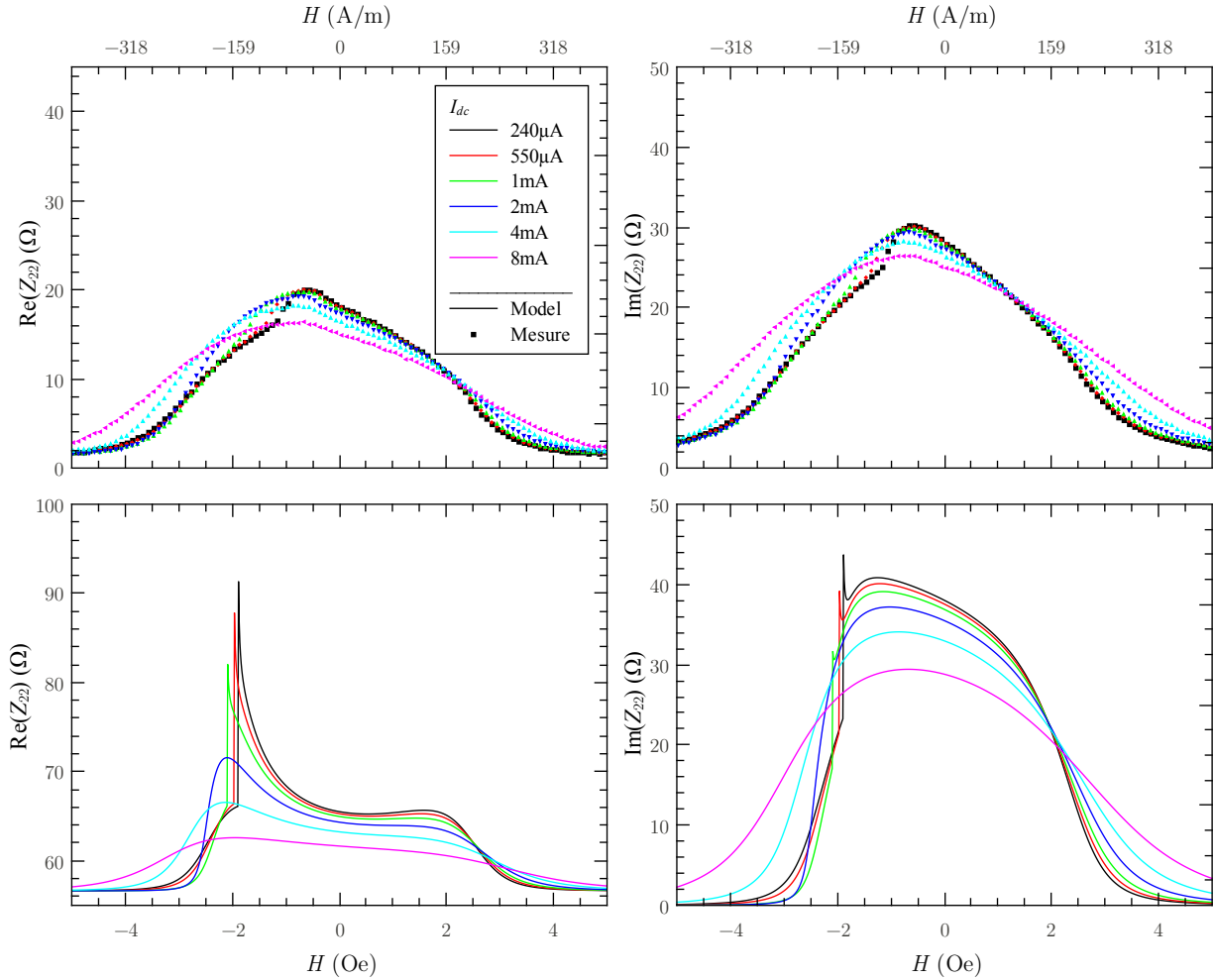


FIGURE 3.6 Parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{22} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué pour différents courants de polarisation statique, I_{dc} . La fréquence d'excitation, f_p , est de 1 MHz. Les traits pleins représentent les prédictions du modèle tandis que les symboles représentent les points de mesure expérimentaux. La présence d'un décalage statique de 55 Ω entre la modélisation et la mesure des parties réelles est particulièrement notable. Pour faciliter la comparaison, l'échelle des axes verticaux est différente pour les courbes issues de la modélisation et pour celles expérimentales. L'élément sensible est constitué d'un échantillon MIG de type a3 de longueur 26 mm associé à un bobinage de 260 tours non-jointifs de diamètre 100 μm et de longueur 18 mm. Les paramètres d'anisotropie utilisés dans le modèle sont $H_k = 190$ A/m et $\theta_k = 85,7^\circ$. A noter, le fort écart sur la valeur moyenne de la partie réelle entre modèle et expérience.

Pour les raisons pratiques évoquées en fin du chapitre 2, nous travaillons désormais avec des échantillons de micro-fils MIG du type c3, à gros diamètre, sur lesquelles il est possible de réaliser directement le bobinage. Un certain nombre de tests a été mené concernant plusieurs types de bobine. Pour des raisons synthétiques, nous présentons ici uniquement les résultats concernant un bobinage triple-couches dont chacune des couches est accessible séparément. Ceci permet de montrer l'effet de la géométrie de la bobine sur la réponse du capteur. Le nombre de tours par couche est d'environ 600 tours pour une longueur de 25 mm. Le micro-fil amorphe est long de 30 mm pour un diamètre de 100 μm et est polarisé par un courant statique de 6 mA correspondant à sa polarisation optimale d'après le tableau 2.3. La première couche de la bobine est directement enroulée sur la surface du micro-fil.

L'une des conclusions principales du modèle est l'augmentation théorique de l'amplitude des termes Z_{12} et Z_{21} proportionnellement au nombre de tours du bobinage, N . L'intérêt d'une telle augmentation réside alors dans l'accroissement proportionnel de la sensibilité intrinsèque, $S_{\Omega_{21}} = \frac{\partial Z_{21}}{\partial B}$. La figure 3.7 présente l'évolution de $S_{\Omega_{21}}$ en fonction de la fréquence d'excitation, f_p , pour trois configurations comportant respectivement un nombre de tours, N , de 600, 1200 et 1800 tours. Comme attendu, une augmentation proportionnelle de la sensibilité vis-à-vis de N est constatée sur les courbes théoriques ainsi qu'une augmentation avec la fréquence d'excitation, f_p . Il apparaît que ces courbes sont en bon accord avec les valeurs expérimentales tant que la fréquence d'excitation n'est pas trop élevée. Au-delà d'un certain seuil, la sensibilité expérimentale chute rapidement et s'éloigne alors considérablement des prédictions du modèle. Nous étudierons ce point à la section suivante.

3.3 Prise en compte de la capacité parasite du bobinage

Comme nous venons de le voir, un désaccord notable apparaît entre l'évolution de la sensibilité intrinsèque du terme Z_{21} mesurée et celle prédite, en fonction de la fréquence. Afin d'analyser ce désaccord, la figure 3.8 montre le comportement mesuré de l'élément Z_{21} en fonction du champ magnétique axial pour les différentes couches (ou combinaison de couches) du bobinage.

Ces mesures, bien qu'effectuées dans le régime de fonctionnement linéaire (sous une amplitude d'excitation, I_{ac} , faible), sont obtenues à l'aide du banc de mesure de la section 2.2.4 normalement dédié à l'étude de l'amplitude d'excitation sur l'effet MIG. Celui-ci est ici légèrement modifié de telle sorte qu'une détection synchrone, à la fréquence d'excitation, *SRS844* remplace l'oscilloscope *TDS5032B* pour la mesure de l'amplitude de la tension apparaissant aux bornes de la bobine. Le micro-fil MIG c3 est toujours polarisé par un courant statique, I_{dc} , de 6 mA.

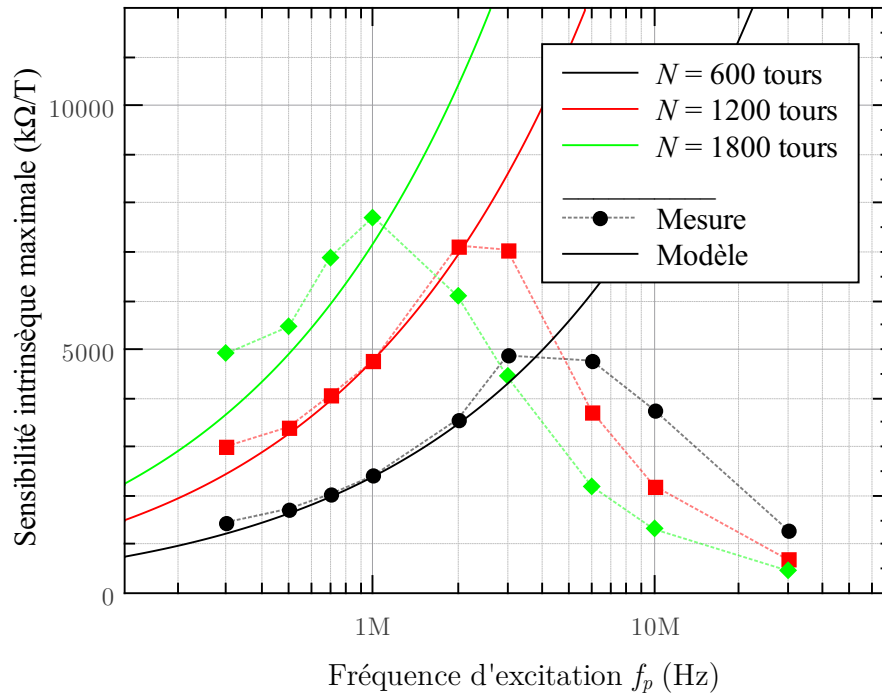


FIGURE 3.7 Évolution de la sensibilité intrinsèque du terme Z_{21} en fonction de la fréquence d'excitation, f_p , pour différents nombres de tours du bobinage, N . Les traits pleins sont issus du modèle théorique considérant un échantillon MIG de type c3 avec des propriétés d'anisotropie telles que $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 75^\circ$. Les symboles correspondent aux valeurs mesurées expérimentalement pour un échantillon identique, entouré d'une bobine triple couches dont chacune des couches est accessible séparément, permettant ainsi de modifier le nombre de tours suivant le nombre de couches utilisées. Un courant de polarisation statique de 6 mA est appliqué au micro-fil MIG.

Tout d'abord, conformément à l'approximation effectuée dans le modèle, il apparaît que le diamètre du bobinage n'a aucune influence sur la réponse au champ. En effet, celle-ci est identique pour les couches interne, externe et intermédiaire.

Comme cela a déjà été observé à propos de la sensibilité, l'augmentation du nombre de tours (utilisation d'une à trois couches en série) permet d'augmenter la valeur de l'impédance, dans un rapport relativement proportionnel. Cette proportionnalité n'est cependant plus valable au-delà d'une certaine fréquence (notamment à 1 MHz), et il apparaît de plus un écartement des pics d'impédance maximale. Ceci vient alors nuire à la sensibilité intrinsèque, $S_{\Omega_{21}} = \frac{\partial Z_{21}}{\partial B}$, et explique la chute de cette dernière observée à la figure 3.7.

Ce changement de comportement est notamment visible sur les courbes de la partie imaginaire, qui s'annule alors trois fois au lieu d'une seule lorsque la fréquence augmente. Il est à noter également que ceci apparaît à des fréquences d'autant plus basses que le nombre de tours, N , est élevé. Ainsi, cet effet est visible dès 500 kHz lors de l'utilisation de trois couches en série, ou seulement à partir de 1 MHz pour deux couches en série. Ces effets peuvent être reliés à des phénomènes de résonance, notamment dus à la présence d'une capacité parasite propre au bobinage, comme nous allons le voir par la suite.

3.3.1 Modélisation électrique de la capacité parasite

L'expression de la matrice impédance obtenue à la section précédente suppose une bobine idéale n'intégrant pas les éventuelles imperfections liées à la réalisation d'un bobinage réel. En effet, lorsque la fréquence d'excitation, f_p , augmente, le comportement de la bobine s'éloigne de celui d'une inductance idéale et il faut alors prendre en compte les effets de proximité entre les spires, le couplage capacitif entre les différents tours du bobinage et celui avec le noyau conducteur (ici la MIG). Il peut apparaître, de plus, un effet de peau dans le conducteur réalisant le bobinage (pour un conducteur en cuivre, de rayon 22 μm , tel que typiquement utilisé dans nos travaux, l'effet de peau commence à être ressenti pour une fréquence de 10 MHz). Le courant circulant dans la bobine n'est alors plus homogène sur toute la longueur ni sur la section, et ces effets sont responsables des phénomènes de résonance propre de la bobine.

Le seuil d'apparition de l'effet de peau pourrait être repoussé en utilisant du fil dit de Litz pour la réalisation du bobinage (fil multibrins). Cependant, cela impose alors un diamètre de conducteur bobiné plus élevé, peu compatible avec les dispositifs mis en œuvre.

Le modèle le plus simple et le plus classique tient compte de la capacité entre les tours voisins au moyen d'une capacité globale placée en parallèle de l'inductance. Le schéma complet intègre également la présence d'une résistance, en série avec l'inductance, traduisant

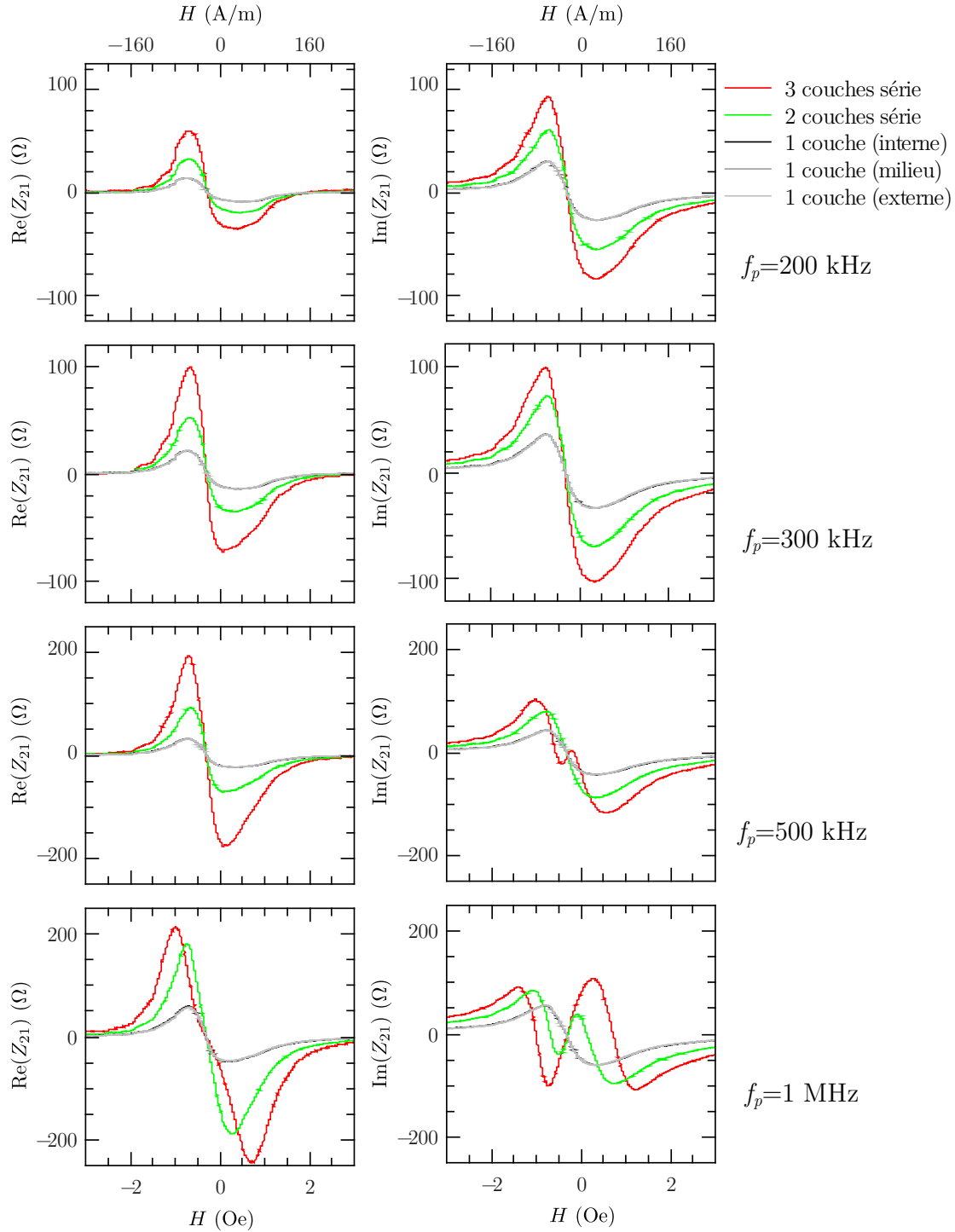


FIGURE 3.8 Parties réelles et parties imaginaires de l'élément Z_{21} de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué, H , suivant le nombre de couches (ou combinaison de couches) de bobinage considéré. Une couche unique correspond à un nombre de tours $N = 600$, deux couches en série à $N = 1200$ et trois couches en série à $N = 1800$. Les différentes rangées de graphiques illustrent l'évolution de ces courbes en fonction de la fréquence d'excitation, f_p . Le micro-fil MIG, de type c3, est polarisé par un courant statique de 6 mA.

les pertes ohmiques. Celle-ci n'est cependant pas prise en compte ici. Un grand nombre de formules semi-empiriques relativement fiables permettent alors de calculer la valeur de l'inductance et la capacité parasite (ou propre) se trouve généralement à partir de tables.

Dans le cadre qui nous intéresse ici, l'ajout d'une capacité, C_p , en parallèle de la bobine, vient modifier le schéma électrique du quadripôle MIG-bobine et permet d'obtenir un nouveau quadripôle équivalent, $[Z']$, comme illustré sur la figure 3.9, dont l'expression est :

$$\begin{pmatrix} Z'_{11} & Z'_{12} \\ Z'_{21} & Z'_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} - \frac{jZ_{12}Z_{21}C_p\omega_p}{1+jZ_{22}C_p\omega_p} & \frac{Z_{12}}{1+jZ_{22}C_p\omega_p} \\ \frac{Z_{21}}{1+jZ_{22}C_p\omega_p} & \frac{Z_{22}}{1+jZ_{22}C_p\omega_p} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\frac{l}{2\pi a} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M) - \frac{j[N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M]^2 C_p \omega_p}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p}}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} & \frac{\frac{N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p}}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} \\ \frac{N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} & \frac{\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)}{1+j\frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

d'après les expressions de Z_{11} , Z_{12} , Z_{21} et Z_{22} données à l'équation (3.3) et où ω_p ($\omega_p = 2\pi f_p$) est la pulsation d'excitation.

Afin de ne pas alourdir la notation, nous confondrons, par la suite, la désignation du nouveau quadripôle, $[Z']$, par l'ancienne désignation, $[Z]$. L'intégration de la capacité propre du bobinage étant désormais implicite.

La figure 3.10 illustre l'effet de l'ajout d'une capacité parasite, C_p , sur l'allure des courbes d'impédance théorique pour le terme Z_{21} . Ceci permet alors de retrouver le phénomène de résonance tel que constaté expérimentalement à la figure 3.8, notamment l'annulation multiple de la partie imaginaire. Cet effet est plus ou moins prononcé suivant la valeur attribuée à C_p .

Il apparaît également que la partie réelle du pic d'impédance maximale présente un maxi-

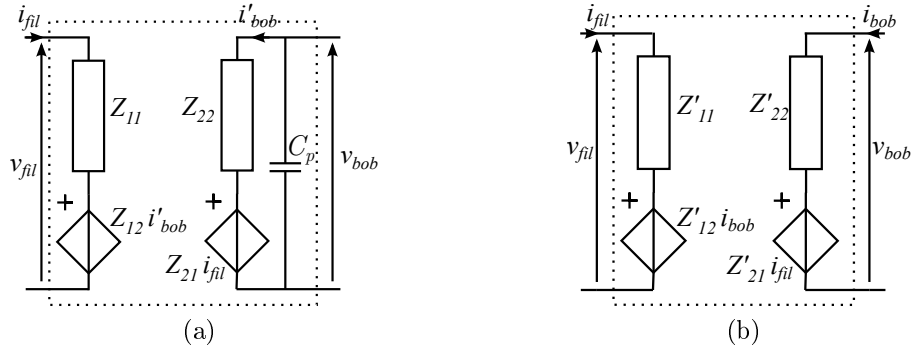


FIGURE 3.9 Modification du quadripôle MIG-bobine, $[Z]$, par la prise en compte de la capacité propre, C_p , du bobinage (a), et son nouveau quadripôle équivalent, $[Z']$, (b).

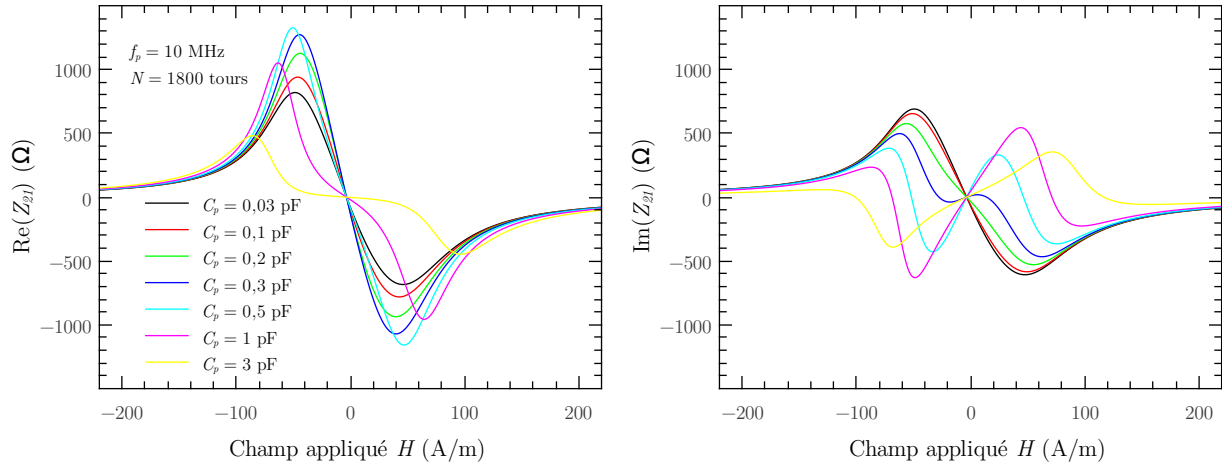


FIGURE 3.10 Évolution théorique des parties réelle et imaginaire de l'élément Z_{21} de la matrice impédance en fonction du champ pour différentes valeurs de capacité parasite, C_p . L'élément sensible considéré ici est le même que celui de la figure 3.8 où les trois couches sont utilisées en série ($N = 1800$ tours). Un courant de polarisation statique de 6 mA est appliqué au micro-fil MIG, la fréquence d'excitation est de 10 MHz et les propriétés d'anisotropie utilisées sont $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 75^\circ$.

mum pour une valeur de capacité parasite proche de 300 fF, suggérant une utilisation possible de celle-ci dans le but d'accroître la sensibilité.

3.3.2 Validation comportementale

Comme nous venons de le voir, il semble que la prise en compte de la capacité parasite permette de reproduire la résonance observée lors de la mesure. Il convient maintenant de confronter ces prédictions au comportement d'un élément sensible réel.

La figure 3.11 reprend les résultats expérimentaux de la figure 3.8 pour le cas où les trois couches sont utilisées en série ($N = 1800$ tours) et les compare avec le résultat du modèle dans lequel est considérée une capacité parasite, C_p , de 30 pF. Cette valeur de capacité correspond à la valeur de la capacité de l'étage d'entrée de la détection synchrone utilisée lors de la mesure. Un très bon accord est alors obtenu entre les prédictions du modèle et les mesures expérimentales.

La valeur de C_p utilisée ici correspond à une capacité extrinsèque au dispositif (celle de l'étage d'entrée de l'appareil de mesure) et ne représente donc pas la capacité parasite propre du dispositif. Lors des mesures de la matrice impédance à l'analyseur de réseau, la procédure de calibration permet de s'affranchir des capacités parasites liées aux câbles et aux appareils de mesure. Par conséquent, il ne reste plus que la capacité propre de la bobine et

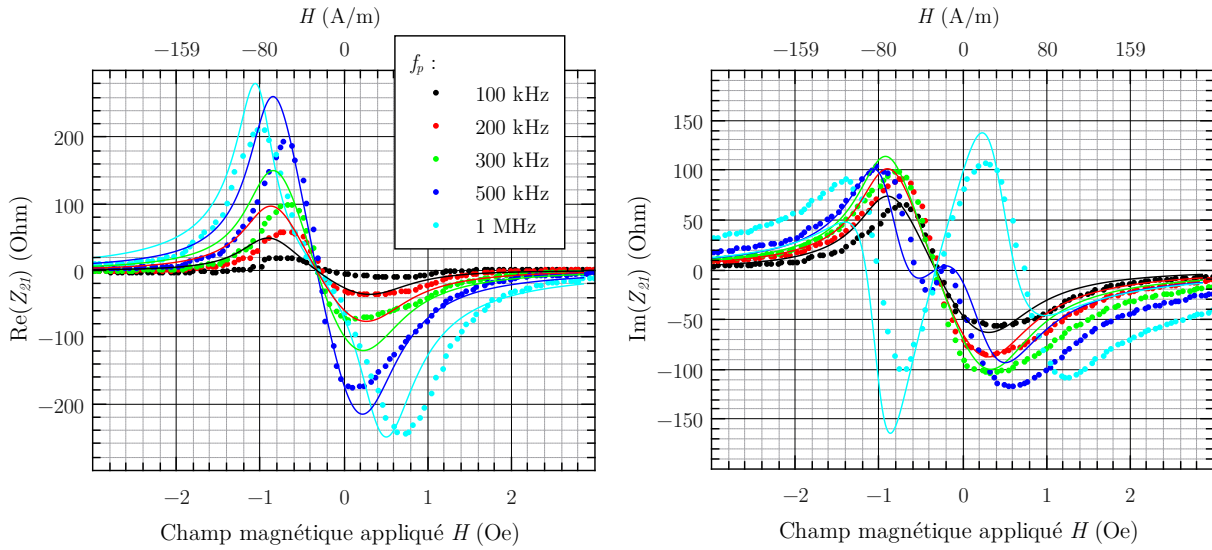


FIGURE 3.11 Prise en compte des effets capacitifs parasites par le modèle. L'élément sensible considéré ici est le même que celui de la figure 3.8 où les trois couches sont utilisées en série ($N = 1800$ tours). Un courant de polarisation statique de 6 mA est appliqué au micro-fil MIG, seul l'élément Z_{21} est présenté ici. Il apparaît un bon accord entre les prédictions théoriques et les mesures expérimentales sur la dépendance en champ comme sur la prise en compte de l'évolution en fréquence. La valeur de C_p utilisée dans le modèle est de 30 pF, correspondant à la valeur de la capacité de l'étage d'entrée de la détection synchrone utilisée en pratique. Les propriétés d'anisotropie utilisées dans le modèle sont $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 75^\circ$.

celle éventuelle du porte-échantillon. L'évaluation de cette dernière peut alors s'effectuer par comparaison du comportement en fréquence des mesures expérimentales avec les prédictions du modèle pour différentes valeurs de capacité, C_p , considérant les autres paramètres comme connus. Cette détermination a été effectuée pour différents éléments sensibles, et un accord satisfaisant entre modèle et expérience est obtenu pour des valeurs de C_p comprises entre 9 pF et 12 pF quel que soit le type de bobines (spires jointives ou non, diamètre de la bobine, distance vis-à-vis du noyau MIG, ...) ou le nombre de tours, N , considérés.

Afin de pouvoir prédire la valeur de la capacité parasite à intégrer dans le modèle directement à partir des paramètres de réalisation de la bobine, nous avons repris les modèles proposés par A. MASSARINI et coll. [100, 101, 102] et E. SASSIER et coll. [103]. Ces modèles utilisent le principe d'une répartition de la capacité parasite entre les différentes spires. En effet, la proximité spatiale entre chaque spire voisine (d'une même couche, ou entre deux couches successives) engendre l'apparition d'une capacité parasite inter-spires, C_{tt} . Cette dernière doit intégrer également la capacité parasite entre chaque spire et le noyau de la bobine si ce dernier est conducteur. La capacité parasite globale, C_p , ramenée en parallèle de la bobine, est obtenue à partir du réseau des capacités C_{tt} . Le modèle de A. MASSARINI et coll., intégrant la capacité parasite entre les spires et le noyau conducteur, propose l'expression de C_{tt} suivante :

$$C_{tt} = \epsilon_0 \pi D_t \left[\frac{\epsilon_r \kappa^*}{\ln q_d} + \cot\left(\frac{\kappa^*}{2}\right) - \cot\left(\frac{\pi}{12}\right) \right] \quad \text{avec} \quad \kappa^* = \arccos\left(1 - \frac{\ln q_d}{\epsilon_r}\right) \quad (3.6)$$

soit :

$$C_{tt} = \epsilon_0 \pi D_t \left[\frac{\epsilon_r}{\ln q_d} \left(2 + \arccos\left(1 - \frac{\ln q_d}{\epsilon_r}\right) \right) - \cot\left(\frac{\pi}{12}\right) - 1 \right] \quad (3.7)$$

où D_t est le diamètre du bobinage, ϵ_r est la permittivité diélectrique de l'isolant protégeant le fil bobiné et q_d est le rapport entre le diamètre total du fil bobiné (cuivre plus couche isolante) et le diamètre de la partie conductrice (cuivre uniquement). La capacité parasite totale, C_p , est obtenue en remarquant que la "somme" des capacités tour à tour, C_{tt} , est une suite convergente. Ainsi, lorsque le nombre de tours N est supérieur à 10, il advient $C_p \approx 1,37C_{tt}$, pour une bobine simple couche avec noyau conducteur, et $C_p \approx 1,83C_{tt}$ pour une double couches [101].

Le modèle de E. SASSIER et coll. [103], considérant un cœur non-conducteur, propose quant à lui l'expression de la capacité parasite inter-spires, C_{tt} , suivante :

$$C_{tt} = \frac{\pi^2 D_t \epsilon_0 \epsilon_r}{\ln\left(2q_d + \sqrt{(2q_d)^2 - 1}\right)}. \quad (3.8)$$

Ces deux modèles, pour une bobine typique de 1,8 cm de long, composée de 400 tours d'un diamètre de 100 μm , prédisent des valeurs inférieures à 0,1 pF (dépendantes de l'épaisseur de l'isolant entourant chaque spire de cuivre). Cette valeur est donc nettement inférieure à celle nécessaire à la bonne prise en compte du phénomène par le modèle (autour de la dizaine de pF).

Il semble alors que la capacité propre du bobinage, de par sa faible valeur, soit masquée par les différentes capacités parasites liées au porte-échantillon et aux prises de contact. Ceci est également confirmé par la faible dépendance expérimentale de C_p vis-à-vis des variations de propriétés géométriques de la bobine.

En pratique, la valeur mesurée de la capacité du porte échantillon seul est de 2,5 pF. Elle s'avère donc insuffisante vis-à-vis de la valeur à intégrer dans le modèle. En pratique, nous considérerons par la suite une capacité globale, intrinsèque au dispositif, C_p , de 10 pF en parallèle de la bobine.

Nous avons vu à la figure 3.7, qui illustre l'évolution de la sensibilité du terme Z_{21} en fonction de la fréquence d'excitation, un désaccord notable entre la modélisation et le comportement expérimental lorsque la fréquence dépasse un certain seuil. Cette figure est alors reprise à la figure 3.12, considérant cette fois une capacité parasite $C_p = 10$ pF. Nous constatons que le modèle permet dorénavant de reproduire fidèlement le comportement mesuré. Aux fréquences les plus basses, le modèle intégrant C_p se confond avec le cas où C_p est négligé. Lorsque la fréquence augmente, il apparaît que le modèle complet surpasse celui sans capacité parasite, illustrant la présence d'un effet de résonance. Ceci est vrai jusqu'à un certain seuil à partir duquel la sensibilité chute fortement, comme observé expérimentalement. Ceci fait alors apparaître une fréquence de fonctionnement optimale propre à un échantillon donné.

Finalement, un aperçu des confrontations théorie-mesure du comportement en champ des différents éléments de la matrice impédance est proposé à la figure 3.13. L'élément sensible est le même que celui des figures 3.8 et 3.11 où seule la couche interne est utilisée. Il est soumis à une fréquence d'excitation, f_p , de 10 MHz et à différents courants de polarisation statique, I_{dc} . La prise en compte de la capacité parasite dans le modèle permet de retrouver en théorie l'essentiel des comportements expérimentaux observés. En effet, C_p est responsable de l'inversion des pics d'impédance visible sur la partie imaginaire de Z_{11} (son effet sur $\Re(Z_{11})$ est relativement limité) ainsi que sur les parties réelle et imaginaire de Z_{22} . Afin de s'en rendre compte, le lecteur pourra comparer ces courbes à celles des figures 3.4 et 3.6. L'effet de la capacité parasite sur les termes anti-diagonaux, Z_{21} et Z_{12} , a, quant à lui, été plus largement discuté précédemment.

Au vu de ces résultats, et malgré les écarts notables entre les courbes, dus aux approxi-

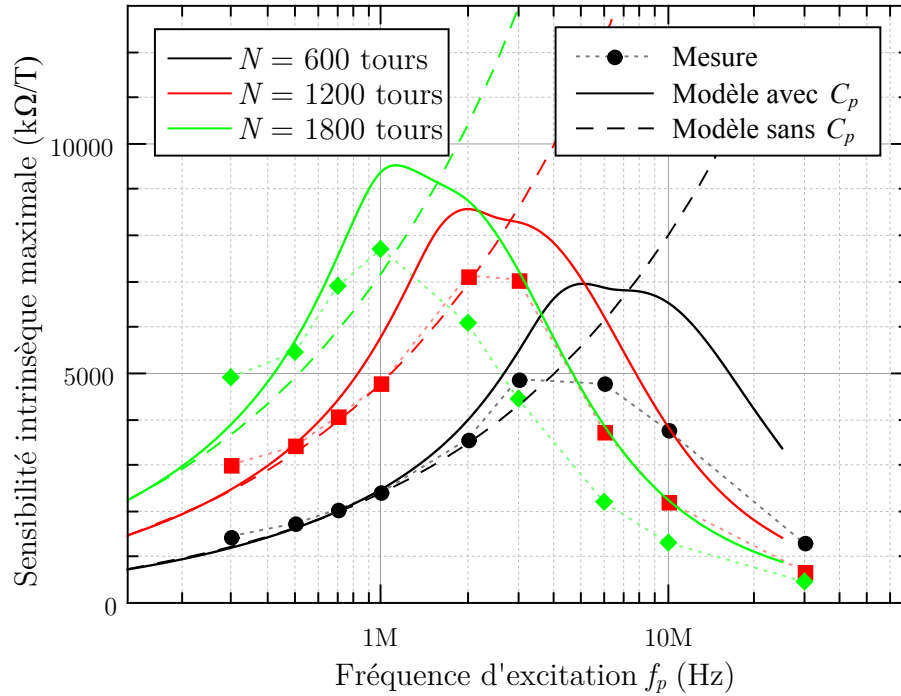


FIGURE 3.12 Évolution de la sensibilité $\frac{\partial Z_{21}}{\partial H}$ maximale en fonction de la fréquence d'excitation f_p pour différents nombres de tours de bobinage, N . L'élément sensible est celui de la figure 3.11, à base d'échantillon c3, soumis à un courant de polarisation statique, I_{dc} , de 6 mA. Le bobinage est un bobinage triple couches, d'environ 600 tours/couche, dont chacune des couches est accessible indépendamment. Les symboles correspondent aux valeurs mesurées expérimentalement. Les traits pleins sont issus du modèle théorique en considérant une anisotropie telle que $H_k = 40 \text{ A/m}$ $\theta_k = 75^\circ$ et une capacité parasite de 10 pF. Pour mémoire, les traits en pointillé reprennent les résultats théoriques de la figure 3.7 lorsque la capacité parasite n'est pas prise en considération.

mations réalisées, le modèle proposé semble décrire correctement le comportement en champ associé à l'élément sensible.

3.4 Conclusion et optimisation de la bobine

Le premier point d'optimisation possible de la bobine concerne son diamètre. En fonction de ce dernier, il apparaît, ou non, un interstice entre la surface de l'échantillon MIG et la couche de fil bobiné. Bien que ce point ne soit pas considéré en tant que tel dans le modèle, il est constaté expérimentalement que le diamètre du bobinage n'a que très peu d'effet sur la réponse en champ du dispositif. Pour rappel, ceci est illustré en figure 3.8 qui présente les variations mesurées du terme Z_{21} de la matrice impédance pour différentes couches du bobinage.

Le second point d'optimisation concerne l'augmentation possible de la sensibilité via l'accroissement du nombre de tours, N , et celui de la fréquence d'excitation, f_p , jusqu'à une certaine limitation introduite par la capacité parasite C_p . Deux cas peuvent alors être considérés :

1. Dans un premier temps, nous pouvons nous intéresser à l'optimisation de la mise en œuvre d'un élément sensible donné et connu (matériau, longueur et nombre de tours fixés). En tenant compte du fait que l'amplitude d'excitation, I_{ac} , et le courant de polarisation statique, I_{dc} , sont établis au chapitre 2, le modèle présenté permet alors de déterminer la fréquence d'excitation optimale, qui dépend du nombre de tours de la bobine. Ceci a été mis en évidence à la figure 3.12. À l'inverse, si la fréquence de travail est limitée à une fréquence inférieure à la fréquence optimale (pour des raisons technologiques par exemple), un ajustement de la capacité C_p peut être envisagé afin d'accorder la fréquence de résonance de l'élément sensible à la fréquence de travail imposée. Cette exploitation du phénomène de résonance, typiquement réalisée en ajoutant une nouvelle capacité externe en parallèle de la bobine, est par ailleurs déjà utilisée dans divers travaux [45, 104].
2. Dans un second temps, il convient de s'interroger sur les possibilités d'obtention d'un bobinage optimal, sans condition préalable sur la réalisation de celui-ci. La figure 3.14 présente ainsi l'évolution de la sensibilité $S_{\Omega_{21}}$ en fonction de N pour une valeur de C_p fixée. L'augmentation de N permet initialement d'accroître la sensibilité, jusqu'à un certain seuil à partir duquel l'effet de la capacité parasite vient alors dégrader les performances. Au-delà de ce seuil, l'augmentation du nombre de tours devient alors contre-productive. La figure 3.15 illustre les problèmes de limitations introduites par la capacité parasite en présentant l'évolution de la sensibilité en fonction de la valeur

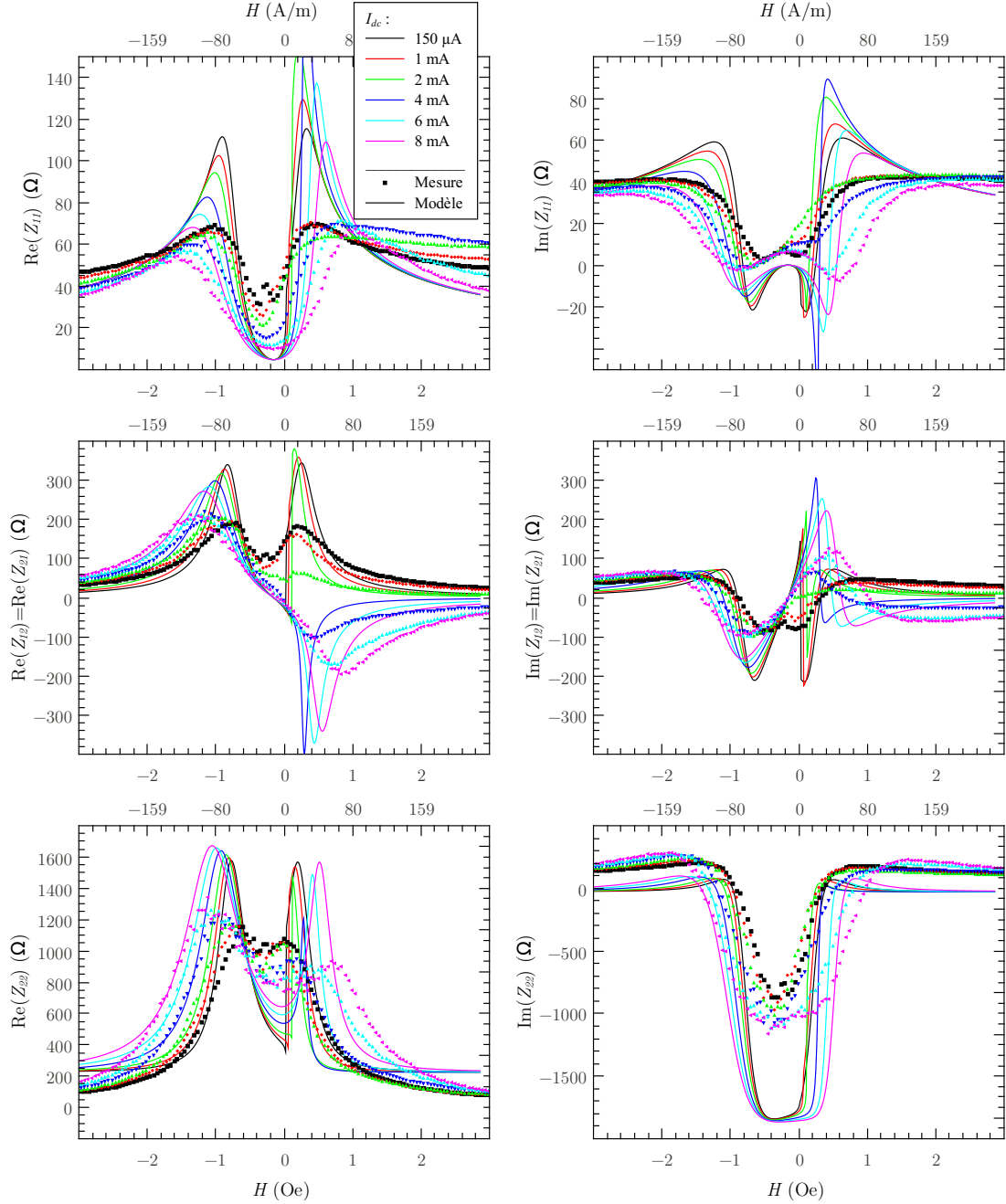


FIGURE 3.13 Comparaison entre modèle (traits pleins) et mesure (symboles) des parties réelle et imaginaire des différents éléments de la matrice impédance en fonction du champ magnétique axial appliqué. La fréquence d'excitation est de 10 MHz. Les différentes courbes correspondent à différents courants de polarisation statique induisant le champ circulaire H_φ . L'élément sensible est le même que celui des figures 3.8 et 3.11 (à base du micro-fil MIG c3) en considérant le cas mono-couche interne. Les paramètres d'anisotropie sont $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 75^\circ$ et la capacité parasite est fixée à 10 pF. L'effet de la polarisation statique, déjà discuté à la section 3.2.2, est retrouvé ici tout comme l'écart sur la valeur moyenne de $\Re(Z_{22})$. Il apparaît que l'effet lié à la capacité parasite est correctement pris en compte, sur tous les termes Z_{ij} .

de C_p pour une fréquence d'excitation, f_p , de 1 MHz. Il est alors à noter que plus le nombre de tours, N , est élevé, plus la capacité doit être faible afin de ne pas dégrader les performances. Pour résumer, une bobine idéale doit être constituée d'un nombre de tours aussi élevé que possible (augmentant proportionnellement la sensibilité) et mise en œuvre à une fréquence d'excitation relativement haute (généralement favorable à l'augmentation de la sensibilité de l'effet MIG). L'élément limitant est alors clairement la valeur de la capacité parasite, C_p , puisqu'elle restreint à la fois l'augmentation du nombre de tours, N , mais également la montée en fréquence, comme nous pouvons l'observer en figure 3.12.

Ici, le modèle développé montre ses limites. En effet, une meilleure compréhension de l'origine de C_p est nécessaire afin d'établir le lien entre le nombre de tours et la valeur de la capacité propre. Ce lien suggère un compromis probable entre ces deux paramètres. De plus, cette étude permettrait d'envisager des solutions de réduction de la valeur de C_p .

Il est à noter également que ce modèle reste perfectible, particulièrement du point de vue des approximations effectuées lors de l'obtention de la matrice impédance. Pour cela, il serait nécessaire de considérer un système physique comprenant plusieurs milieux (le noyau MIG, l'interstice entre la MIG et la bobine puis le bobinage lui-même). Le modèle devra alors intégrer les phénomènes de propagation des champs électrique et magnétique dans ces différents milieux et leurs comportements aux interfaces.

Au-delà de l'amélioration du modèle, nous avons étudié dans ce chapitre uniquement l'augmentation de la sensibilité intrinsèque, S_Ω , considérant que l'amplitude du courant d'excitation optimal était régie par les propriétés de l'élément MIG seul. Il serait donc intéressant de vérifier l'effet de l'amplitude d'excitation, I_{ac} , lorsque le quadripôle complet est considéré, ainsi que l'apparition des phénomènes non-linéaires. Parallèlement, il serait pertinent de développer un modèle simplifié de la sensibilité en tension, S_v , sur les bases des travaux présentés au chapitre 2, afin de vérifier si les conclusions sur l'optimisation du matériau MIG utilisé seul demeurent valides dans le cas de la configuration quadripôle. Nous rappelons que cela a été préalablement admis dans cette étude. Dans le cas contraire, cela permettrait de dégager de nouvelles règles simples d'optimisation de l'élément sensible.

Pour conclure, l'extension du modèle de la MIG au cas du quadripôle MIG-bobine, présenté ici, permet avant tout de comprendre les comportements observés et de remarquer l'importance de la capacité parasite. Ce modèle permet également d'illustrer l'effet de l'amplitude du courant de polarisation statique dans la réponse en champ associée au terme Z_{21} . Ces observations sont favorablement étayées par des mesures expérimentales.

Par la suite, nous considérerons un élément sensible constitué, toujours pour des raisons pratiques, d'un échantillon de CoFeSiB équivalent au type c3 (cf. chapitre 2). Il est associé

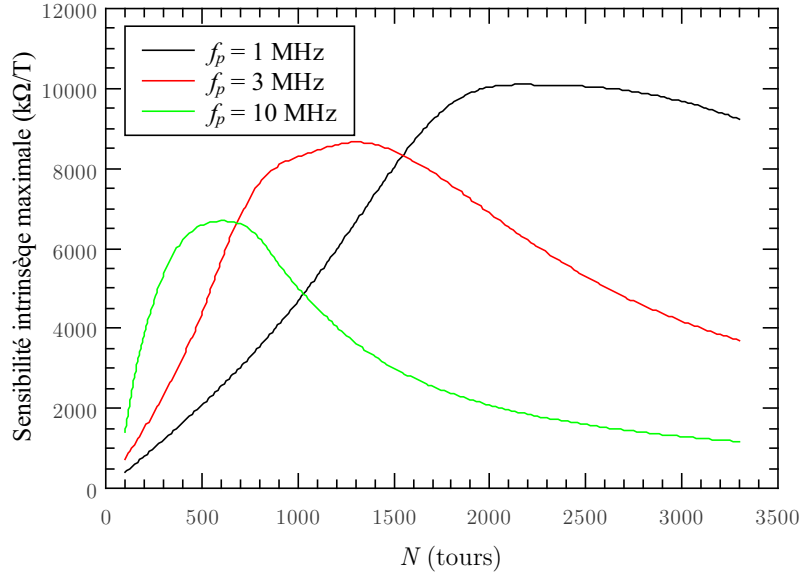


FIGURE 3.14 Sensibilité intrinsèque maximale du terme Z_{21} en fonction du nombre de tours de bobinage, N , pour trois fréquences d'excitation, f_p , différentes. Un échantillon MIG de type c3 est considéré ici, d'anisotropie telle que $H_k = 40$ A/m et $\theta_k = 75^\circ$, soumis à un courant de polarisation statique $I_{dc} = 6$ mA. La capacité parasite du bobinage est fixée à $C_p = 10$ pF quel que soit N .

à une micro-bobine double couches. Cette dernière est directement enroulée sur le micro-fil et possède approximativement 500 tours par couche, soit $N \approx 1000$. Cet élément est adapté à une fréquence d'excitation proche du MHz. La longueur totale du dispositif est d'environ 2,5 cm. Celui-ci sera identifié par la suite comme l'échantillon de référence. Une illustration du câblage typique d'un élément sensible MIG/bobine est donnée en figure B.1.

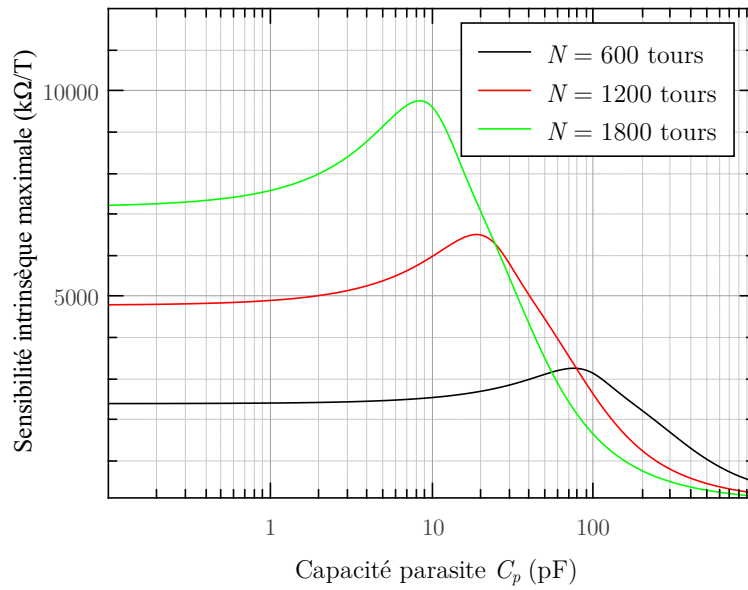


FIGURE 3.15 Sensibilité intrinsèque maximale du terme Z_{21} en fonction de la capacité propre, C_p , pour différents nombres de tours du bobinage. L'élément sensible modélisé est celui de la figure 3.11, à base d'échantillon c3 d'anisotropie telle que $H_k = 40 \text{ A/m}$, $\theta_k = 75^\circ$, et possédant un bobinage triple couches accessibles indépendamment. La fréquence d'excitation est fixée à 1 MHz et le courant de polarisation statique est de 6 mA.

Chapitre 4

Optimisation du conditionnement électronique du capteur MIG

Comme nous l'avons vu à la section 1.2.1, le synoptique général d'une chaîne de mesure basée sur un capteur à MIG se résume à une polarisation du dispositif par un courant alternatif et un système de démodulation permettant d'obtenir une tension de sortie proportionnelle aux variations du champ magnétique. Ce synoptique, adapté au cas de la configuration quadripôle, est donné en figure 4.1. L'excitation sinusoïdale en courant, de fréquence f_p , est délivrée par un générateur de tension, d'amplitude V_g , au travers d'une résistance d'injection, R_g , dont la valeur est choisie très grande devant l'impédance de la branche du quadripôle à exciter. La tension aux bornes du quadripôle est prélevée à l'aide d'un amplificateur de tension, présentant une forte impédance d'entrée, et constituant ainsi un étage d'adaptation entre la sortie du capteur et l'étage de démodulation. Celui-ci est éventuellement suivi d'un filtre passe-bande centré sur la fréquence d'excitation, f_p . Les sélecteurs s_i et s_o permettent de sélectionner la mise en œuvre du quadripôle faisant intervenir les différents éléments de la matrice impédance. Ceci permettra de vérifier l'apport de telle ou telle configuration.

Les gains intervenant dans le chaîne de mesure sont listés ci-dessous :

G_{buffer} , G_{filtre} sont le gain et l'atténuation, respectivement, de l'étage d'adaptation et du filtre passe-bande, dans leur bande passante respective ;

k_b , k_α , k_θ , k_{en} sont les facteurs de démodulation de l'étage de détection au regard, respectivement, du signal modulant, du bruit d'amplitude, du bruit de phase et du bruit blanc large bande présent sur le signal, $v_e(t)$, à l'entrée du détecteur. Ces quatre coefficients dépendent du type de démodulation utilisé et de la forme d'onde du signal à démoduler, comme nous le verrons à la section 4.1.4.

En pratique, il est possible de fixer un courant de polarisation statique circulant au travers du micro-fil MIG ainsi que le point de fonctionnement en champ, $B_p = \mu_0 H_p$ (ajusté à l'aide d'un aimant permanent).

L'élément sensible, considéré dans ce chapitre, est celui de référence décrit à la fin du chapitre 3 (échantillon de type c3 -chapitre 2- associé à une micro-bobine double couches d'environ 1000 tours).

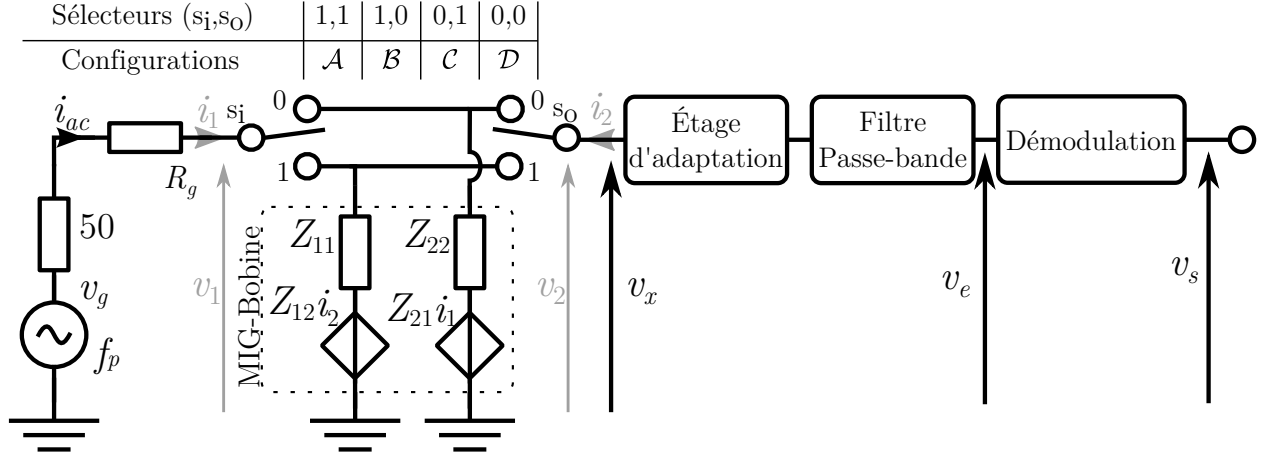


FIGURE 4.1 Synoptique de la chaîne de mesure.

Un certain nombre de choix doit encore être fait vis-à-vis de la mise en œuvre pratique du magnétomètre. Ceux-ci concernent aussi bien le courant d'excitation, i_{ac} , (forme, amplitude et fréquence), la mise en œuvre du quadripôle (sélecteurs s_o et s_i), le point de fonctionnement en champ statique ou encore la méthode de démodulation. Tous ces paramètres sont intrinsèquement liés et ne peuvent être choisis indépendamment. Aussi, le but de ce chapitre est d'établir une modélisation électrique de la chaîne de mesure en s'intéressant à la réponse au signal et au bruit. Cette analyse permet de déduire les conditions optimales de mise en œuvre, de prédire les performances et d'identifier les limitations actuelles du système.

4.1 Modélisation de la chaîne de mesure

Comme illustré en figure 4.1, il est possible de mettre en œuvre l'élément sensible (quadripôle) dans quatre configurations différentes. Nous identifions chacune de ces configurations par une lettre \mathcal{X} ($\mathcal{X} = \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}$ ou \mathcal{D}) telle que : \mathcal{A} signifie une excitation au travers du micro-fil MIG avec une prise de tension à ses bornes (terme Z_{11}), \mathcal{B} signifie une excitation identique mais une détection aux bornes de la bobine (terme Z_{21}), \mathcal{C} est l'exact contraire de \mathcal{B} (terme Z_{12}) tandis que \mathcal{D} signifie une excitation et une détection par la bobine (terme Z_{22}).

Quelle que soit la configuration choisie, l'utilisation d'un quadripôle générique, Q , permet de modéliser ces quatre configurations. Ce quadripôle générique est défini par une matrice impédance complexe (reliant les grandeurs i_1 , i_2 , v_1 et v_2 du schéma 4.1) telle que :

$$[Q(\omega_p, B)] = \begin{bmatrix} \underline{Q}_{11}(\omega_p, B) & \underline{Q}_{12}(\omega_p, B) \\ \underline{Q}_{21}(\omega_p, B) & \underline{Q}_{22}(\omega_p, B) \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

où ω_p est la pulsation d'excitation et B le champ magnétique. Les valeurs des différents éléments sont résumées dans le tableau 4.1 en fonction des quatre mises en œuvre possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} ou \mathcal{D}).

De façon analogue au cas de la mise en œuvre d'un film MIG seul (sans bobine), il est possible de linéariser le système (pour des petites variations de champ $b(t)$) autour d'un point de fonctionnement en champ statique, B_p , tel que :

$$\underline{Q}_{ij}(\omega_p, B) \approx \underline{Q}_{ij}(\omega_p, B_p) + \left. \frac{\partial \underline{Q}_{ij}(\omega_p, B)}{\partial B} \right|_{B=B_p} \cdot b(t) \quad (4.2)$$

$$= \underline{Q}_{ij_p}(\omega_p) + \underline{q}_{ij}(\omega_p) \cdot b(t) \quad (4.3)$$

où les expressions de $\underline{q}_{ij}(\omega_p) = \left. \frac{\partial \underline{Q}_{ij}(\omega_p, B)}{\partial B} \right|_{B=B_p}$ sont rappelées au tableau 4.1.

Le but de cette section est de détailler l'expression de la tension de sortie de la chaîne de mesure, incluant le signal et les sources de bruit, quelle que soit la configuration considérée. Nous détaillerons ainsi les sources de bruit équivalentes à des champs magnétiques, les sources de bruit présentes autour de la porteuse qui seront démodulées, ainsi que les sources de bruit large bande qui s'ajoutent après démodulation.

4.1.1 Bruit d'origine magnétique

Le champ magnétique petit signal à mesurer, $b(t)$, intervenant dans les équations précédentes, est en fait la somme du signal à mesurer et du bruit, $b_{br}(t)$, vu comme une source d'origine magnétique. Différentes contributions à celui-ci peuvent être distinguées, telles que :

$$b_{br}(t) = b_{br-ext}(t) + b_{br-MIG}(t) + g_{\mathcal{X}} i_{det}(t). \quad (4.4)$$

Le premier terme, $b_{br-ext}(t)$, est le bruit magnétique ambiant. Le second, $b_{br-MIG}(t)$, représente le bruit magnétique intrinsèque de l'élément MIG, lié aux fluctuations thermiques de la direction de l'aimantation. Ceci a été discuté à la section 1.3.3. Le dernier terme, $g_{\mathcal{X}} i_{det}(t)$, traduit les fluctuations de champ magnétique induites par le courant de bruit à basse fréquence, $i_{det}(t)$, de l'électronique de conditionnement. Le terme $g_{\mathcal{X}}$ représente le coefficient de proportionnalité [5]. L'indice \mathcal{X} différencie les cas où la détection se fait aux bornes de la bobine ($\mathcal{X} = \mathcal{B}$ ou \mathcal{D}) des cas où la détection se fait aux bornes du micro-fil ($\mathcal{X} = \mathcal{A}$ ou \mathcal{C}).

Lors de la caractérisation du capteur, l'utilisation d'un blindage magnétique permet de s'affranchir de b_{br-ext} . De plus, comme nous l'avons vu à la section 1.3.3, le bruit magnétique intrinsèque théorique, b_{br-MIG} , est d'un niveau très faible. Par conséquent, il sera dans un premier temps négligé.

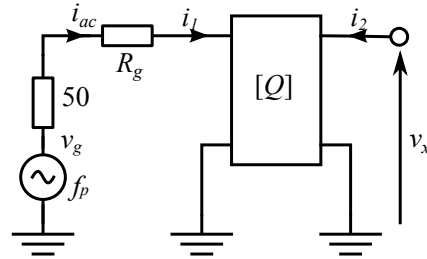
Cas	Modes	$\frac{Q_{11_p}(\omega)}{q_{11}(\omega)}$	$\frac{Q_{12_p}(\omega)}{q_{12}(\omega)}$	$\frac{Q_{21_p}(\omega)}{q_{21}(\omega)}$	$\frac{Q_{22_p}(\omega)}{q_{22}(\omega)}$
\mathcal{A}	Excitation via le micro-fil et détection aux bornes du micro-fil	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$
\mathcal{B}	Excitation via le micro-fil et détection aux bornes de la bobine	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$	$\frac{Z_{12}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{12}}(\omega)}$	$\frac{Z_{21}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{21}}(\omega)}$	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$
\mathcal{C}	Excitation via la bobine et détection aux bornes du micro-fil	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$	$\frac{Z_{21}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{21}}(\omega)}$	$\frac{Z_{12}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{12}}(\omega)}$	$\frac{Z_{11}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{11}}(\omega)}$
\mathcal{D}	Excitation via la bobine et détection aux bornes de la bobine	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$	$\frac{Z_{22}(\omega, B_p)}{S_{\Omega_{22}}(\omega)}$

TABEAU 4.1 Expressions des termes du quadripôle générique, $[Q]$, à un point de fonctionnement en champ statique, B_p , en fonction des termes de la matrice impédance MIG-bobine pour les quatre modes de fonctionnement.

L'évaluation de $g_{\mathcal{X}}$, dans le cas où le courant de bruit à basse fréquence, i_{det} , circule dans le micro-fil, n'est pas évidente [5]. À l'inverse, elle est beaucoup plus aisée si ce courant circule dans la bobine. Deux mesures des variations d'impédance MIG en fonction du champ extérieur ont ainsi été effectuées pour lesquelles un courant statique respectif de $+1.5\text{ mA}$ et -1.5 mA circulait dans la micro-bobine de capture. Le décalage en champ, sur les courbes obtenues, permet alors l'évaluation du transfert à basse fréquence, $g_{\mathcal{B},\mathcal{D}}$, de la micro-bobine de capture. Ceci est illustré en figure 4.2. Nous obtenons une valeur de $g_{\mathcal{B},\mathcal{D}} = \frac{140\mu\text{T}}{3\text{mA}} = 47\text{ mT/A}$ dans le cas de l'échantillon de référence. En comparant les deux courbes MIG de la figure 4.2, il apparaît une inversion de la dissymétrie entre les deux pics d'impédance maximale de chacune des courbes. Ce phénomène peut être induit par l'inhomogénéité du champ créé par la bobine sur le fil MIG.

Les sources de bruit présentées dans cette section étant d'origine magnétique, leurs contributions en sortie dépendent donc de la sensibilité. Dans le cas où elles sont les sources de bruit dominantes, il est alors inutile d'augmenter la sensibilité car cela n'entraînera pas d'amélioration du rapport signal à bruit. Dans le cas d'une optimisation de la chaîne de mesure, il est important de rappeler que le bruit ultime doit être limité par le bruit intrinsèque, b_{br-MIG} .

4.1.2 Expression du signal et du bruit en sortie de capteur



Expression du signal utile associé aux sources de bruit de phase et d'amplitude (bruits en bande étroite)

Le générateur fournissant la tension d'excitation sinusoïdale, v_g , à la pulsation ω_p n'est pas parfait. Cette tension laisse alors apparaître des fluctuations aléatoires ainsi qu'une éventuelle distorsion (génération d'harmoniques). L'expression du signal en sortie du générateur s'écrit, en fonction de l'amplitude, V_{g_m} , et de la phase, φ_{g_m} , des différents harmoniques m , ainsi que de $\alpha_g(t)$ et $\theta_g(t)$ qui sont les fluctuations aléatoires associées à ce générateur données

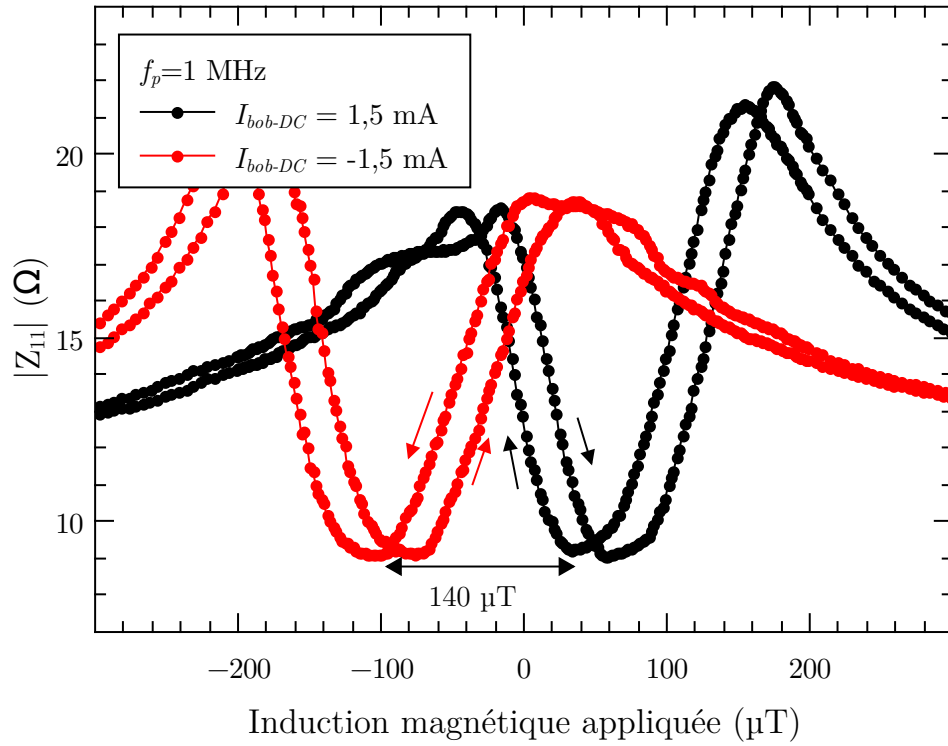


FIGURE 4.2 Évaluation du transfert en champ à basse fréquence de la bobine de capture par mesure du décalage des courbes d'impédance MIG en fonction du courant statique circulant dans la micro-bobine. Ces mesures ont été effectuées sur l'échantillon de référence.

respectivement en amplitude et en phase :

$$v_g(t) = \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} (1 + \alpha_g(t)) e^{jm(\omega_p t + \theta_g(t)) + j\varphi_{g_m}} \quad (4.5)$$

$$= \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} (1 + \alpha_g(t) + jm\theta_g(t)) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m})} \quad (4.6)$$

pour $\alpha_g(t) \ll 1$ et $\theta_g(t) \ll 1$ rad [105] et M étant le rang du dernier harmonique considéré. Les fluctuations d'amplitude et de phase sont caractérisées par leur densité spectrale de puissance respective, $\alpha_{n_g}^2(f)$ et $\theta_{n_g}^2(f)$, supposées non-corrélées en première approximation.

En considérant un fonctionnement de l'élément MIG dans son régime linéaire et une prise de tension en haute impédance ($i_2 = 0$), l'équation de la tension en sortie du capteur est donnée par :

$$v_x(t) = \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} (1 + \alpha_g(t) + jm\theta_g(t)) \frac{Q_{21}(m\omega_p, B)}{R_g + \underline{Q}_{11}(m\omega_p, B)} e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m})}. \quad (4.7)$$

Pour alléger la suite des calculs, nous considérons le transfert complexe $\underline{T}(\omega_p, B)$ tel que :

$$\underline{T}(m\omega_p, B) = T(m\omega_p, B) e^{j\theta_T(m\omega_p, B)} = \frac{Q_{21}(m\omega_p, B)}{R_g + \underline{Q}_{11}(m\omega_p, B)} \quad (4.8)$$

où $T(m\omega_p, B)$ et $\theta_T(m\omega_p, B)$ représentent le module et la phase de $\underline{T}(\omega_p, B)$ respectivement.

La linéarisation de \underline{T} autour d'un point de fonctionnement en champ statique, B_p , permet d'écrire :

$$\underline{T}(m\omega_p, B) \approx T(m\omega_p, B_p) e^{j\theta_T(m\omega_p, B_p)} + \left. \frac{\partial (T(m\omega_p, B) e^{j\theta_T(m\omega_p, B)})}{\partial B} \right|_{B=B_p} \cdot b(t) \quad (4.9)$$

$$= T(m\omega_p, B_p) e^{j\theta_T(m\omega_p, B_p)} + \left(\Delta T(m\omega_p, B) + jT(m\omega_p, B) \Delta \theta_T(m\omega_p, B) \right) e^{j\theta_T(m\omega_p, B_p)} \Big|_{B=B_p} \cdot b(t) \quad (4.10)$$

$$= T_p(m\omega_p) \left[1 + b(t) \left(\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta \theta_T(m\omega_p) \right) \right] e^{j\theta_{T_p}(m\omega_p)} \quad (4.11)$$

où $\Delta T(m\omega_p) = \left. \frac{\partial T(m\omega_p, B)}{\partial B} \right|_{B=B_p}$ et $\Delta \theta_T(m\omega_p) = \left. \frac{\partial \theta_T(m\omega_p, B)}{\partial B} \right|_{B=B_p}$ représentent respectivement les variations du module et de la phase de $\underline{T}(m\omega_p, B)$, en fonction des variations de B . Il est

à noter que le terme

$$T_p(m\omega_p) \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j\theta_{T_p}(m\omega_p)} = \frac{Q_{21}(m\omega_p, B_p)}{R_g + \underline{Q_{11}}(m\omega_p, B_p)} \left(\frac{q_{21}(m\omega_p)}{\underline{Q_{21}}(m\omega_p, B_p)} - \frac{q_{11}(m\omega_p)}{R_g + \underline{Q_{11}}(m\omega_p, B_p)} \right) \quad (4.12)$$

représente la sensibilité aux variations de champ du signal en sortie de quadripôle.

Finalement, l'expression de $v_x(t)$ devient :

$$\begin{aligned} v_x(t) = & \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\ & + b(t) \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\ & + \alpha_g(t) \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\ & + j\theta_g(t) \sum_{m=-M}^{+M} m V_{g_m} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Expression associée aux sources de bruit large bande

La première source de bruit large bande à considérer est celle issue du générateur, $e_g(t)$. Sa contribution en sortie du capteur est vue au travers de \underline{T} au point de fonctionnement B_p , c'est-à-dire $(e_g * \underline{T_p})(t)$.

Ensuite, il faut également tenir compte du bruit large bande, $e_Q(t)$, lié aux fluctuations thermiques du quadripôle. Il existe alors physiquement deux sources de bruit :

$$e_{n_{MIG}}^2(f) = 4k_B T_{emp} \Re(\underline{Z_{11}}(\omega, B_p)) \quad (4.14)$$

$$e_{n_{BOB}}^2(f) = 4k_B T_{emp} \Re(\underline{Z_{22}}(\omega, B_p)) \quad (4.15)$$

qui représentent respectivement les fluctuations de la puissance active de la MIG et de la bobine. La source de bruit, $e_Q(t)$, exprime la tension totale de bruit en sortie du quadripôle générique, pour les quatre configurations (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} ou \mathcal{D}). Ses expressions, en fonction de $e_{MIG}(t)$, de $e_{BOB}(t)$ et de la mise en œuvre, \mathcal{X} , sont résumées au tableau 4.2.

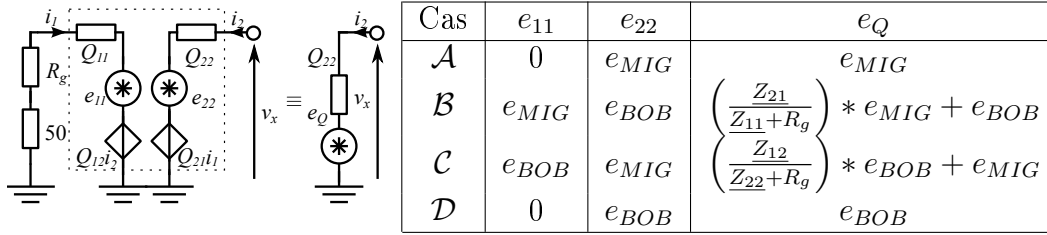


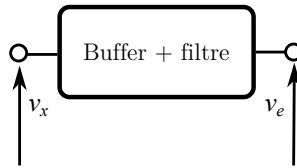
TABLEAU 4.2 Sources de bruit équivalentes en tension, apparaissant en sortie du capteur, induites par les fluctuations thermiques du quadripôle Q . Les sources de bruit e_{MIG} et e_{BOB} dépendent des parties résistives du quadripôle.

Expression du signal v_x

Finalement, l'expression complète de la tension en sortie de capteur, $v_x(t)$, est obtenue en ajoutant le sources de bruit large bande à l'équation (4.13), soit :

$$\begin{aligned}
 v_x(t) = & \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\
 & + b(t) \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\
 & + \alpha_g(t) \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\
 & + j\theta_g(t) \sum_{m=-M}^{+M} m V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{T_p}(m\omega_p))} \\
 & + \left(e_g * \underline{T_p} \right) (t) + e_Q(t)
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

4.1.3 Expression du signal et du bruit en entrée de l'étage de démodulation



Expression du signal utile associé aux sources de bruit de phase et d'amplitude

L'amplification de l'étage d'adaptation, $G_{buffer}(\omega)$, suivie de l'atténuation du filtre, $G_{filtre}(\omega)$, constituent un gain équivalent, $K(\omega)$, situé entre la sortie du quadripôle et l'entrée du détec-

teur. Celui-ci est considéré idéal, de gain K dans sa bande passante et 0 en dehors. L'indice M (donnant le rang de l'harmonique non négligeable le plus élevé) dépend directement de la largeur de la bande passante de $K(\omega)$. En négligeant pour le moment les termes de bruit large bande, $v_e(t)$ s'exprime alors par :

$$\begin{aligned}
 v_e(t) = & K \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{Tp}(m\omega_p))} \\
 & + b(t) K \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{Tp}(m\omega_p))} \\
 & + \alpha_g(t) K \sum_{m=-M}^{+M} V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{Tp}(m\omega_p))} \\
 & + j\theta_g(t) K \sum_{m=-M}^{+M} m V_{gm} T_p(m\omega_p) e^{j(m\omega_p t + \varphi_{gm} + \theta_{Tp}(m\omega_p))}
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Expression associée aux sources de bruit large bande

La source de bruit large bande présente en sortie de capteur (expression (4.16) de $v_x(t)$) est vue en entrée du détecteur au travers du gain $K(\omega)$. Il convient d'y ajouter une éventuelle source de bruit, $e_f(t)$, apportée par l'électronique constituant l'étage d'adaptation et le filtre. Ainsi, la source de bruit large bande, $e_{LB}(t)$, qui regroupe toutes ces contributions, s'exprime par :

$$e_{LB}(t) = \left((e_g * \underline{T_p} + e_Q) * K \right) (t) + e_f(t) \tag{4.18}$$

L'expression complète de la tension en entrée de démodulation est donnée en ajoutant $e_{LB}(t)$ à l'expression (4.17) de $v_e(t)$.

4.1.4 Comportement de l'étage de détection

Parmi les démodulateurs haute fréquence analogiques, il est possible de distinguer [76] les détecteurs d'amplitude, les détecteurs d'enveloppe, les détecteurs quadratiques, ou les détecteurs synchrones. De manière générale, leurs comportements peuvent tous se décrire par une même fonction mathématique. Celle-ci se résume par le produit du signal entrant (ici $v_e(t)$) avec un signal externe, $v_A(t)$, de même pulsation, et est suivie d'un filtre passe-bas. L'expression donnée à $v_A(t)$ permet alors de distinguer les différents types de détecteurs. Les principaux exemples sont illustrés en figure 4.3. Considérant $v_A(t)$ comme la somme de signaux sinusoïdaux de pulsation $m\omega_p$, possédant un déphasage ϕ_m par rapport à $v_e(t)$, il

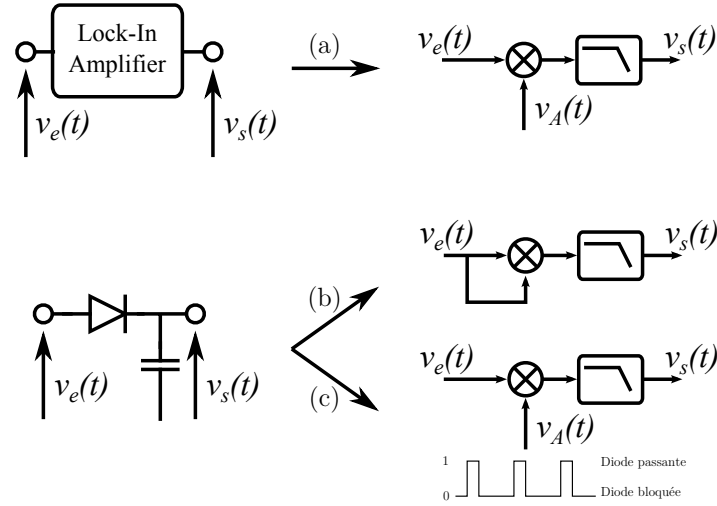


FIGURE 4.3 Présentation des différents types de détecteurs. Le cas (a) regroupe tous les détecteurs de type synchrone. Les détecteurs quadratiques correspondent au cas (b). Ils peuvent s'assimiler au cas précédent en imposant $v_A(t) = v_e(t)$. Les détecteurs d'enveloppe et d'amplitude sont illustrés par le cas (c), où le signal $v_e(t)$ est découpé suivant les intervalles de conduction de la diode.

s'écrit :

$$v_A(t) = \sum_{m=-M}^{+M} (1 + \alpha_A(t)) V_{A_m} e^{jm(\omega_p t + \theta_A(t)) + j\phi_m} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{m=-M}^{+M} V_{A_m} e^{j(m\omega_p t + \phi_m)} \\
 &\quad + \alpha_A(t) \sum_{m=-M}^{+M} V_{A_m} e^{j(m\omega_p t + \phi_m)} \\
 &\quad + \theta_A(t) j \sum_{m=-M}^{+M} m V_{A_m} e^{j(m\omega_p t + \phi_m)}
 \end{aligned} \quad (4.20)$$

où V_{A_m} est l'amplitude de chaque harmonique, m . Les termes $\theta_A(t)$ et $\alpha_A(t)$ représentent les fluctuations de phase et d'amplitude associées au générateur délivrant $v_A(t)$.

Expression du signal utile associé aux sources de bruit de phase et d'amplitude

Considérant que $v_s(t)$, en sortie de démodulation, est le résultat du filtrage passe-bas du produit de $v_e(t)$ par $v_A(t)$, son expression est donnée par :

$$\begin{aligned}
 v_s(t) = & K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + b(t) K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + [\alpha_g(t) + \alpha_A(t)] K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + j[\theta_g(t) - \theta_A(t)] K \sum_{m=-M}^{+M} m V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)}
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Expression des sources de bruit large bande

Dans le cas de l'utilisation d'un filtre passe-bande en entrée du démodulateur, le bruit large bande, $e_{LB}(t)$, peut être considéré comme un bruit en bande étroite ($\Delta\omega \ll \omega_p$) apparaissant autour de la pulsation centrale du filtre passe-bande (ici ω_p). Il se décompose alors en la somme de deux termes, en phase et en quadrature, tels que $e_{LB}(t) = e_{LBc}(t) \cos(\omega_p t) - e_{LBs}(t) \sin(\omega_p t)$ avec $e_{n_{LBc}}^2(f) = e_{n_{LBs}}^2(f) = 2e_{n_{LB}}^2(f)$ [106]. En l'absence de filtre passe-bande, il est tout de même possible de considérer que $e_{LB}(t)$ se comporte comme un bruit en bande étroite présent autour de chacun des harmoniques. Cette hypothèse est réaliste lorsque la pulsation de coupure du filtrage passe-bas en sortie de démodulation est inférieure à $\omega_p/2$. Finalement, l'expression (4.18) de $e_{LB}(t)$ se réécrit donc :

$$e_{LB}(t) = K \sum_{m=-M}^{+M} \left[e_g(t) T_p(m\omega_p) + e_Q(t) + \frac{e_f(t)}{K} \right] \tag{4.22}$$

Expression du signal en sortie de chaîne de mesure

Le signal en sortie de chaîne de mesure, $v_s(t)$, s'écrit enfin :

$$\begin{aligned}
 v_s(t) = & K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + b(t) K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} \left[\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right] e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + [\alpha_g(t) + \alpha_A(t)] K \sum_{m=-M}^{+M} V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + j[\theta_g(t) - \theta_A(t)] K \sum_{m=-M}^{+M} m V_{g_m} T_p(m\omega_p) V_{A_m} e^{j(\varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p) - \phi_m)} \\
 & + \sum_{m=0}^{+M} V_{A_m} [e_{LBc}(t) \cos(\phi_m) + e_{LBs}(t) \sin(\phi_m)] + e_{BF}(t)
 \end{aligned} \tag{4.23}$$

où $e_{BF}(t)$ est la source de bruit blanc basse fréquence induite par le détecteur. Elle s'ajoute en sortie de démodulation.

Détermination des coefficients de démodulation pour les différents types de démodulateur

Afin de poursuivre l'analyse, nous pouvons distinguer différents cas pratiques :

1. Le détecteur synchrone où $v_A(t)$, d'amplitude V_A , est un signal purement sinusoïdal issu du même oscillateur que $v_g(t)$. Dans ce cas, les fluctuations de bruit sont identiques, soit $\alpha_A(t) = \alpha_g(t)$ et $\theta_A(t) = \theta_g(t)$. De plus, $\forall m \neq \{-1, 1\}$, $V_{A_m} = 0$, $V_{A_1} = V_{A_{-1}} = V_A/2$ et $\phi_1 = \phi_{-1} = \phi$.
2. Le détecteur synchrone où $v_A(t)$ et $v_g(t)$ sont produits par deux oscillateurs distincts mais de technologie identique. $v_A(t)$ est un signal purement sinusoïdal d'amplitude V_A . Dans ce cas, les fluctuations sont non-corrélées mais de densités spectrales comparables, soit $\theta_{n_A}^2(f) = \theta_{n_g}^2(f)$ et $\alpha_{n_A}^2(f) = \alpha_{n_g}^2(f)$. De plus, $\forall m \neq \{-1, 1\}$, $V_{A_m} = 0$, $V_{A_1} = V_{A_{-1}} = V_A/2$ et $\phi_1 = \phi_{-1} = \phi$.
3. Le détecteur synchrone où $v_A(t)$ est un signal de type pulsé prenant deux états ($v_A(t) = 0$ ou 1). Son temps à l'état haut est très petit devant la période du signal et il est synchronisé avec le maximum de $v_g(t)$. Dans ce cas, $\phi_m = \phi_{-m}$, $\alpha_A(t) = 0$ et $\theta_{n_A}^2 = \theta_{n_g}^2$. De plus, $V_{A_0} = 0$ et $\forall m \neq 0$, $V_{A_m} = 1/2$. Si la distorsion de $v_g(t)$ n'est pas trop importante, le niveau haut apparaît simultanément avec le maximum du fondamental,

soit $\phi_1 \approx \varphi_{g_1}$. Nous considérons également que $\phi_m \approx \varphi_{g_m}$.

4. Le détecteur quadratique où $v_A(t) = v_e(t)$. C'est-à-dire $\alpha_A(t) = \alpha_g(t)$, $\theta_A(t) = \theta_g(t)$, $V_{A_m} = V_{g_m} T_p(m\omega_p) \left[1 + b(t) \left(\frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} + j\Delta\theta_T(m\omega_p) \right) \right]$ et $\phi_m = \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p)$.
5. Le détecteur crête, assimilable au cas 3 en considérant $\alpha_A(t) = 0$ et $\theta_A(t) = \theta_g(t)$. De plus, le niveau haut apparaît simultanément avec le maximum de $v_x(t)$, soit $\phi_1 = \varphi_{g_1} + \theta_{T_p}(\omega_p)$. Nous considérons également $\phi_m = \varphi_{g_m} + \theta_{T_p}(m\omega_p)$.
6. Le détecteur d'enveloppe, assimilable au cas 5 en considérant $v_A(t)$ comme un signal carré d'amplitude $V_A = 1$. Ainsi, $V_{A_m} = \frac{V_A}{\pi m}$ pour m impaire et $V_{A_m} = 0$ sinon.

En s'intéressant à la densité spectrale de puissance du signal de sortie v_s , il est possible de distinguer quatre coefficients, k_b , k_α , k_θ et k_{en} , traduisant, au facteur de gain, K , près, le comportement du démodulateur vis-à-vis du signal à démoduler, $b(t)$, du bruit d'amplitude, $\alpha_g(t)$, du bruit de phase, $\theta_g(t)$, et du bruit en bande étroite, $e_{LB}(t)$. Le calcul ayant été effectué par ailleurs [76], le tableau 4.3 récapitule l'évaluation de ces coefficients en fonction des types de détecteurs présentés.

4.1.5 Expression générale du bruit en sortie de chaîne de mesure

A partir de ce qui a été exposé, il est possible d'établir l'expression générale de la densité spectrale du bruit total, $e_{n_{total}}(f)$, apparaissant en sortie de chaîne de conditionnement. Elle intègre ainsi les différentes sources de bruit présentes dans la chaîne de mesure, et ce, pour les quatre configurations de mise en œuvre du quadripôle. Soit :

$$e_{n_{total}}^2(f) = k_b^2 K^2 b_{n_{br}}^2(f) + k_\alpha^2 K^2 \alpha_{n_g}^2(f) + k_\theta^2 K^2 \theta_{n_g}^2(f) + k_{en}^2 K^2 e_{n_{LB}}^2(f) + e_{n_{BF}}^2(f). \quad (4.24)$$

Nous rappelons ici que la sensibilité en champ, exprimée en V/T, représente les variations du signal de sortie, après démodulation, par rapport aux variations de champ à détecter. Il apparaît alors que cette sensibilité est donnée par le coefficient $k_b K$ représentant le gain de la chaîne vis-à-vis du signal utile. Dans ce cas, le bruit équivalent en champ, b_n^2 , en T²/Hz, défini comme le bruit total en sortie divisé par le transfert en champ, s'exprime par :

$$b_n^2(f) = \frac{e_{n_{total}}^2(f)}{K^2 k_b^2} \quad (4.25)$$

$$= \frac{1}{K^2 k_b^2} e_{n_{BF}}^2(f) + \frac{k_{en}^2}{k_b^2} e_{n_{LB}}^2(f) + \frac{k_\theta^2}{k_b^2} \theta_{n_g}^2(f) + \frac{k_\alpha^2}{k_b^2} \alpha_{n_g}^2(f) + b_{n_{br}}^2(f) \quad (4.26)$$

Le détail de ces expressions sera donné par la suite (aux sections 4.2.1 et 5.1.1) pour les deux types de mise en œuvre utilisés dans nos travaux.

Types	k_b	k_α	k_θ	k_{en}
1	$\frac{1}{2} V_g V_A \left\{ \frac{\partial}{\partial B} \Re [T(\omega_p)] \cos \phi + \frac{\partial}{\partial B} \Im [\underline{T}(\omega_p)] \sin \phi \right\}$	$V_g V_A \left\{ \Re [\underline{T}(\omega_p)] \cos \phi + \Im [\underline{T}(\omega_p)] \sin \phi \right\}$	0	$V_A / \sqrt{2}$
2	$\frac{1}{2} V_g V_A \left\{ \frac{\partial}{\partial B} \Re [T(\omega_p)] \cos \phi + \frac{\partial}{\partial B} \Im [\underline{T}(\omega_p)] \sin \phi \right\}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} V_g V_A \left\{ \Re [\underline{T}(\omega_p)] \cos \phi + \Im [\underline{T}(\omega_p)] \sin \phi \right\}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} V_g V_A \left\{ \Im [\underline{T}(\omega_p)] \cos \phi - \Re [\underline{T}(\omega_p)] \sin \phi \right\}$	$V_A / \sqrt{2}$
3	$\frac{1}{2} \sum_{m=1}^M V_{g_m} \left\{ \frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)} \Re [\underline{T}_p(m\omega_p)] - \Delta \theta_T(m\omega_p) \Im [\underline{T}_p(m\omega_p)] \right\}$	$\sum_{m=1}^M V_{g_m} \Re [\underline{T}_p(m\omega_p)]$	$\sqrt{2} \sum_{m=1}^M m V_{g_m} \Im [\underline{T}_p(m\omega_p)]$	$\sqrt{\frac{M}{2}}$
4	$2 \sum_{m=1}^M V_g^2 T_p^2(m\omega_p) \frac{\Delta T(m\omega_p)}{T_p(m\omega_p)}$	$4 \sum_{m=1}^M V_g^2 T_p^2(m\omega_p)$	0	$\sqrt{2} \sum_{m=1}^M V_{g_m} T_p(m\omega_p)$
5	$\frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} V_{g_m} \Delta T(m\omega_p)$	$\sum_{m=1}^M V_{g_m} T_p(m\omega_p)$	0	$\sqrt{\frac{M}{2}}$
6	$\frac{1}{\pi} \sum_{m=0}^M \frac{V_{g(2m+1)}}{2m+1} \times \left\{ \frac{\Delta T((2m+1)\omega_p)}{T_p((2m+1)\omega_p)} \Re [\underline{T}_p((2m+1)\omega_p)] - \Delta \theta_T((2m+1)\omega_p) \Im [\underline{T}_p((2m+1)\omega_p)] \right\}$	$\frac{2}{\pi} \sum_{m=0}^M \frac{V_{g(2m+1)}}{2m+1} \times \Re [\underline{T}_p((2m+1)\omega_p)]$	0	$\sum_{m=0}^M \frac{\sqrt{2}}{\pi(2m+1)}$

TABLEAU 4.3 Synthèse des coefficients de démodulation en fonction des différents types de détecteurs présentés.

Afin d'illustrer le tableau 4.3, la figure 4.4 propose une application numérique de l'évaluation du rapport des coefficients de démodulation. Seuls les détecteurs de type 1 et 2 possèdent des termes k_θ/k_b et k_{en}/k_b qui dépendent de la phase du signal démodulant, ϕ . Celle-ci est fixée par l'utilisateur. La figure 4.4 présente le cas où $\phi = 0$ et permet une comparaison générale des résultats.

Dans les oscillateurs, le bruit de phase est généralement largement dominant [107]. De ce fait, un type de démodulation permettant de s'affranchir de cette source de bruit sera préférentiellement retenu. Ce choix met alors en avant les démodulateurs de type 1, 4, 5 et 6.

Sur la figure 4.4, il apparaît que le rapport k_α/k_b est à peu près semblable pour tous les types de détecteurs. Le rapport k_{en}/k_b , quant à lui, avantage clairement les détecteurs de type quadratique (n°4). Cependant, lors de leur réalisation, il n'est pas évident de mettre en œuvre un étage multiplieur sans ajouter de bruit supplémentaire. Ce dernier risque alors de dégrader notablement les performances de la chaîne de détection (cette remarque est également valable pour les détecteurs de type 1, 2 et 3). Une autre réalisation possible consiste à utiliser une diode en détection quadratique. Mais cette fois encore, il n'est pas aisé de la polariser correctement dans une zone optimale de fonctionnement.

Finalement, un bon compromis vis-à-vis des performances, de la facilité de mise en œuvre et du coût, consiste à utiliser les détecteurs de crête à diode de type 5. C'est donc ce type de solution qui a été privilégié.

4.1.6 Cas d'un fonctionnement MIG non-linéaire

L'équation (4.7) donnant l'expression du signal, $v_x(t)$, en sortie de capteur suppose un régime de fonctionnement linéaire de l'élément MIG. Dans ce cas, les éventuels harmoniques sont uniquement dus à la forme du signal d'excitation, c'est-à-dire aux termes V_{gm} . Dans le cas où la distorsion présente sur $v_x(t)$ est liée aux comportements non-linéaires de la MIG, il convient de revoir cette expression. Pour simplifier la suite, nous considérons le cas où l'excitation du quadripôle se fait en courant, c'est-à-dire pour $Q_{11}(\omega_p, B) \ll R_g$, et que $[Q]$ est réécrit autour d'un point de fonctionnement en champ B_p . La tension $v_x(t)$ peut alors être donnée par une expression polynomiale :

$$v_x(t) \approx \sum_{s=-N}^{+N} \frac{(Q_{21,s} + q_{21,s}b(t))}{R_g} (v_g(t))^s \quad (4.27)$$

où N , $Q_{21,s}$ et $q_{21,s}$ représentent respectivement le degré de non-linéarité, l'amplitude et la sensibilité au champ de l'impédance MIG à l'harmonique, s . Le signal d'excitation $v_g(t)$ est

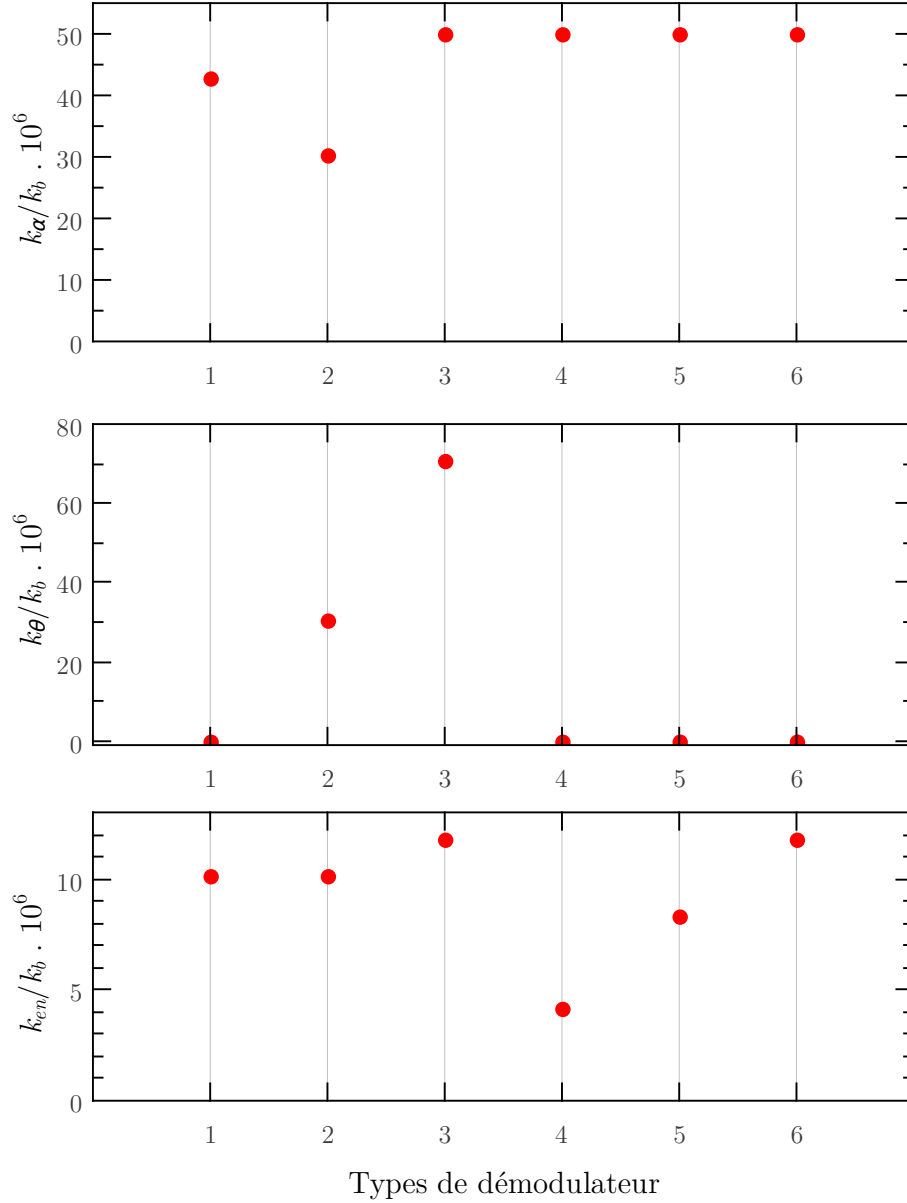


FIGURE 4.4 Gain permettant de déterminer le niveau de bruit équivalent en champ des différentes sources de bruit (bruit d'amplitude, k_α/k_b , bruit de phase, k_θ/k_b , et bruit en bande étroite, k_{en}/k_b) pour les différents types de démodulateurs présentés. L'évaluation numérique reprend les expressions du tableau 4.3 en utilisant les paramètres suivants : $M = 1$, $V_A = 1$, $V_g = 1$ et $\phi = 0$ ainsi que des paramètres relatifs à l'élément sensible tels que $\Re[\underline{T}_p(\omega_p)] = \Im[\underline{T}_p(\omega_p)] = 3\Omega$, $\frac{\partial}{\partial B}\Re[\underline{T}_p(\omega_p)] = \frac{\partial}{\partial B}\Im[\underline{T}_p(\omega_p)] = 140\text{ k}\Omega/\text{T}$, $\Delta T_p(\omega_p) = 170\text{ k}\Omega/\text{T}$ et $\Delta\theta_T(\omega_p) = 0$ proches des caractéristiques du capteur de référence à la fréquence d'excitation $f_p = 300\text{ kHz}$.

toujours donné par l'équation (4.6).

A titre d'exemple, le développement de l'expression de $v_x(t)$ pour un courant d'excitation purement sinusoïdal et considérant des non-linéarités jusqu'à l'ordre $N = 3$ s'exprime par :

$$\begin{aligned}
v_x(t) = & \frac{V_g}{R_g} \left[\left(q_{21,1} + \frac{3}{4} \frac{V_g^2}{R_g^2} q_{21,3} \right) . b(t) \right. \\
& + \left(Q_{21,1} + \frac{3}{4} \frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3} \right) \left(1 + \alpha_g(t) \frac{4Q_{21,1} + 9\frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3}}{4Q_{21,1} + 3\frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3}} \right) \left. \cos(\omega_p(t) + \theta_g(t)) \right] \\
& + \frac{V_g^2}{2R_g^2} [Q_{21,2} (1 + 2\alpha_g(t)) + q_{21,2} b(t)] \cos(2\omega_p(t) + 2\theta_g(t)) \\
& + \frac{V_g^3}{4R_g^3} [Q_{21,3} (1 + 3\alpha_g(t)) + q_{21,3} b(t)] \cos(3\omega_p(t) + 3\theta_g(t)) \\
& - \frac{V_g^2}{2R_g^2} [Q_{21,2} (1 + 2\alpha_g(t)) + q_{21,2} b(t)] .
\end{aligned} \tag{4.28}$$

D'après le modèle de la MIG non-linéaire [79], la sensibilité en champ aux harmoniques supérieures est faible. Nous pouvons alors négliger les termes $q_{21,s}$ pour $s > 1$. Ainsi :

$$\begin{aligned}
v_x(t) = & \frac{V_g}{R_g} \left[q_{21,1} b(t) \right. \\
& + \left(Q_{21,1} + \frac{3}{4} \frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3} \right) \left(1 + \alpha_g(t) \frac{4Q_{21,1} + 9\frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3}}{4Q_{21,1} + 3\frac{V_g^2}{R_g^2} Q_{21,3}} \right) \left. \cos(\omega_p(t) + \theta_g(t)) \right] \\
& + \frac{V_g^2}{2R_g^2} Q_{21,2} (1 + 2\alpha_g(t)) \cos(2\omega_p(t) + 2\theta_g(t)) \\
& + \frac{V_g^3}{4R_g^3} Q_{21,3} (1 + 3\alpha_g(t)) \cos(3\omega_p(t) + 3\theta_g(t)) \\
& - \frac{V_g^2}{2R_g^2} Q_{21,2} (1 + 2\alpha_g(t)) .
\end{aligned} \tag{4.29}$$

Il apparaît alors que le niveau de bruit est différent sur chaque harmonique et que son amplitude dépend également de la distorsion présente. Par conséquent, l'expression (4.17) de la tension $v_e(t)$, qui considère le bruit d'amplitude comme étant un bruit constant sur chacun des harmoniques, n'est plus utilisable. Deux cas peuvent alors être considérés. Tout d'abord, pour les détecteurs de type 1 et 2 qui ne sont sensibles qu'au fondamental du signal, les coefficients de démodulation donnés au tableau 4.3 restent valables à condition de considérer un bruit d'amplitude équivalent, $\alpha'_g(t)$. Celui-ci est égal à $\alpha'_g(t) = \alpha_g(t) \cdot \frac{4Q_{21,1} + 9Q_{21,3}V_g^2/R_g^2}{4Q_{21,1} + 3Q_{21,3}V_g^2/R_g^2} =$

$\left(3 - \frac{8Q_{21,1}}{4Q_{21,1} + 3Q_{21,3}V_g^2/R_g^2}\right) \alpha_g(t)$ pour des distorsion d'ordre 3. Ensuite, pour les autres types de détecteurs (cas 3 à 6) sensibles à tous les harmoniques du signal, les expressions des coefficients k_α et k_θ doivent être reconsidérées. Dans ce cas, il apparaît tout de même que la présence de distorsion dégrade systématiquement le rapport signal à bruit en sortie de démodulation. En effet, les harmoniques ne sont pas porteurs d'information utile, en raison de leur faible sensibilité en champ, tandis qu'ils intègrent un terme de bruit. Ce point a été vérifié expérimentalement. En conséquence, un filtre passe-bande, centré autour de la fréquence du fondamental, est utilisé en entrée du détecteur. Avec un tel filtre, la démodulation se fait uniquement sur le fondamental du signal et les coefficients k_α et k_θ demeurent valables pour tous les types de détecteurs à condition de considérer un bruit d'amplitude équivalent comme dans le cas des détecteurs 1 et 2.

4.2 Validation du modèle de bruit

La précédente sous-section a montré l'utilité d'un détecteur permettant de s'affranchir du bruit de phase et la nécessité d'un filtre passe-bande en entrée de celui-ci. Avant de continuer l'exploitation de ce modèle, il convient tout d'abord d'évaluer expérimentalement sa validité.

4.2.1 Description du montage et modèle de bruit associé

Nous considérons ici une mise en œuvre fonctionnant à une fréquence d'excitation $f_p = 300$ kHz. Le but n'est pas d'obtenir les meilleurs performances, mais principalement de valider le modèle en le confrontant à l'expérience. L'objectif est également de vérifier l'intérêt du quadripôle MIG-bobine, par rapport au micro-fil seul, vis-à-vis des performances en bruit. Dans cette mise en œuvre, l'étage d'adaptation est constitué d'un pré-amplificateur *Eg&G-5113*. Son gain est choisi très élevé, autour de 1000, afin de négliger les sources de bruit apparaissant en aval. Un second générateur (de même fréquence f_p) est connecté à l'entrée inverseuse du pré-amplificateur afin de réduire l'amplitude de la porteuse en sortie. Cette compensation de la porteuse permet l'utilisation d'un gain très élevé sans risque de saturer la sortie du pré-amplificateur. La démodulation s'effectue à l'aide d'une détection synchrone *SR844*. Un filtre passe-bas est intégré au pré-amplificateur. Le schéma du montage est donné en figure 4.5.

L'élément sensible, utilisé ici, est le dispositif de référence décrit précédemment.

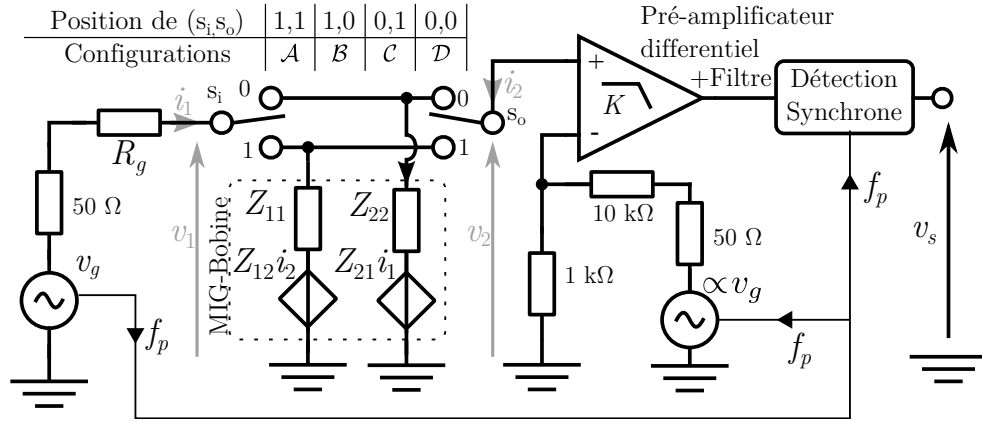


FIGURE 4.5 Schéma de la chaîne de mesure utilisée pour valider le modèle de bruit.

Description des sources de bruit à considérer

Il s'agit ici de détailler les sources de bruit α_n , θ_n , $e_{n_{LB}}$ et $e_{n_{BF}}$ présentes dans la chaîne de mesure dans le cas particulier de la figure 4.5. Le gain élevé du pré-amplificateur ($G_{buffer} = 1000$) permet de négliger les sources de bruit basse fréquence, $e_{n_{BF}}$, après démodulation ainsi que toutes les sources de bruit en aval du buffer. De même, nous considérons dans un premier temps que le bruit magnétique intrinsèque de l'élément MIG est négligeable. Enfin, nous nous intéressons uniquement au bruit blanc dans une bande de fréquence $\Delta f \approx \pm 1$ à 10 kHz autour de la porteuse, f_p . Finalement, les densités spectrales des sources de bruits à considérer sont :

- e_{n1}, e_{n2} associées aux deux générateurs, délivrant respectivement les signaux d'excitation et de la compensation de la porteuse. Ces deux sources regroupent les sources de bruit d'amplitude et de phase $\alpha_{ng1}, \alpha_{ng2}, \theta_{ng1}$ et θ_{ng2} .
- $e_{n_{Rg}}$ associée aux bruits thermiques des résistances R_g et R_{bias} en parallèle (R_{bias} est la résistance permettant de fixer le courant de polarisation statique circulant dans l'élément MIG, non-représentée sur le schéma 4.5).
- e_{n_Q} associée au bruit thermique du quadripôle Q . Elle est liée à la valeur de la partie résistive de l'impédance de sortie de Q .
- $e_{n_{buff}}$ associée au bruit de tension du modèle $e_n - i_n$ de l'amplificateur d'instrumentation constituant l'étage d'adaptation.
- $i_{n_{buff}}$ associée au bruit de courant de ce même modèle $e_n - i_n$.
- $e_{n_{R_{1k}}}$ associée au bruit thermique de la résistance de 1 kΩ placée sur l'entrée inverseuse du préamplificateur.

Bruit de l'oscillateur délivrant le courant d'excitation En pratique, le bruit d'un oscillateur est généralement caractérisé par sa densité spectrale de bruit en bande latérale unique exprimée en dBc/Hz [107]. Elle représente la puissance de bruit à Δf , autour de la porteuse f_p , dans une bande passante de 1 Hz et s'exprime en décibel sous la porteuse par :

$$10 \log \left(\frac{P_{BandeLatérale}(f_p + \Delta f, 1\text{Hz})}{P_{Porteuse}(f_p)} \right) \quad (4.30)$$

Cette densité spectrale de bruit inclut généralement à la fois les bruits de phase et d'amplitude.

Le bruit du générateur utilisé ici (*HP33120A*) est de 148 dBc/Hz [108]. Une comparaison entre le niveau de bruit attendu et celui mesuré est donnée sur la figure 4.6 pour $f_p = 500$ kHz. Le niveau de bruit à basse fréquence est mesuré avec un analyseur de spectre (*HP3562A*) après filtrage de la porteuse. Le niveau de bruit autour de la porteuse, quant à lui, est mesuré à l'aide d'un second analyseur de spectre (*HP4396B*). Les valeurs mesurées correspondent bien aux spécifications du constructeur.

Il est à noter que l'amplitude du second générateur, servant à compenser la porteuse, peut s'exprimer en fonction de l'amplitude du générateur d'excitation et des éléments du montage. En effet, les amplitudes des deux signaux présents respectivement sur les entrées inverseuse et non-inverseuse de l'amplificateur d'instrumentation doivent être comparables afin de compenser convenablement la porteuse. La source de bruit, e_{ng} , regroupant les bruits présents sur le signal en amont du quadripôle, s'exprime donc par :

$$e_{ng}^2 = 2e_{n1}^2 + e_{nR_g}^2 \quad (4.31)$$

$$= 2 \left(\frac{V_g/\sqrt{2}}{10^{-148/20}} \right)^2 + 4k_B T_{emp} (R_g \parallel R_{bias}) \quad (4.32)$$

Quadripôle La tension de bruit, e_{nQ} , liée à la partie résistive du quadripôle est donnée au tableau 4.2 pour chacune des mises en œuvre¹ \mathcal{X} .

Étage d'adaptation L'étage d'adaptation est constitué d'un amplificateur d'instrumentation *EG&G-5113* dont les sources de bruit sont représentées par le modèle $(e_n - i_n)$, considérant une densité spectrale de puissance de bruit blanc de tension, $e_{n_{buff}}^2$, de $\left(3, 2\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}\right)^2$, et une densité spectrale de puissance de bruit blanc de courant, $i_{n_{buff}}^2$, de $\left(20\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}\right)^2$, ramenées en entrée [109]. L'utilisation d'un fort gain ($G_{buffer} = 1000$) permet de négliger la source de bruit de sortie de l'amplificateur.

1. Pour rappel, l'indice \mathcal{X} ($\mathcal{X} = \mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}$, ou \mathcal{D}) désigne le type de mise en œuvre du quadripôle.

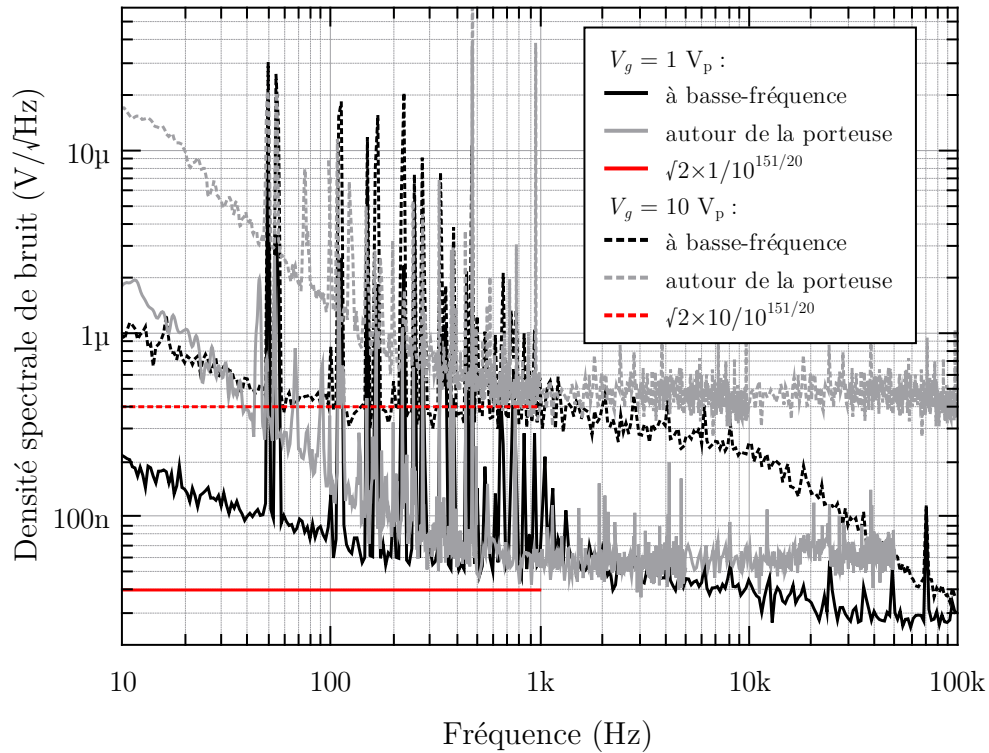


FIGURE 4.6 Densités spectrales de bruit en tension à basse fréquence et autour de la porteuse en sortie des générateurs d'excitation. Afin de faciliter la lecture, le niveau de bruit autour de la porteuse est ramené à basse fréquence. La fréquence de travail, f_p , est de 500 kHz et deux amplitudes différentes, $V_g = 1$ ou $10 V_p$, sont considérées. La valeur théorique attendue fait intervenir une dynamique de 151 dBc/Hz, la différence de 3 dB par rapport à la documentation [108] est due à l'utilisation d'une valeur efficace pour le bruit et d'une valeur pic pour l'amplitude de la porteuse. Le terme $\sqrt{2}$ est lié à la présence de deux générateurs en opposition de phase lors de la mesure. La fréquence de coupure à 10 kHz apparaissant sur les spectres basses fréquences est due au filtre passe-bas utilisé pour atténuer la porteuse (cet effet est moins visible sur la courbe $V_g = 1 V_p$ car celle-ci est limitée par le bruit de l'analyseur de spectre).

La source de bruit, $e_{n_{buff}}$, et celle associée à la résistance, R_{1k} , sont vues comme des sources de tension de bruit directement en entrée de l'étage d'adaptation. La source de courant de bruit, $i_{n_{buff}}$, quant à elle, est vue comme une source de tension de bruit en entrée de l'étage d'adaptation au travers de l'impédance statique de la bobine de détection et de la résistance R_{1k} . Finalement, l'ensemble de ces sources s'exprime en sortie de l'étage d'adaptation par :

$$e_{n_f}^2 = G_{buffer}^2 \left[e_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} R_{1k} + i_{n_{buff}}^2 \left(\left(Q_{22}(\omega_p, B_p) - \frac{Q_{21}(\omega_p, B_p) Q_{12}(\omega_p, B_p)}{Q_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 + R_{1k}^2 \right) \right] \quad (4.33)$$

Il convient de rappeler ici que le courant de bruit, $i_{n_{buff}}$, circule dans le quadripôle. Sa composante basse fréquence n'étant pas filtrée, elle induit un bruit équivalent en champ magnétique qui est alors détecté par le capteur. Ceci a été exposé à la section 4.1.1 et est pris en compte par le $g_{\mathcal{X}} i_{n_{det}}$ apparaissant dans l'expression des sources de bruit magnétique. Néanmoins, cette contribution sera négligée ici de par la valeur très faible de $i_{n_{buff}}$ (en effet, $g_{\mathcal{B}} i_{n_{buff}} \approx 1 \text{ fT} \sqrt{\text{Hz}}$).

Synthèse du modèle de bruit

En reprenant les éléments ci-dessus et d'après l'équation (4.22), le bruit blanc présent à une fréquence Δf autour de la porteuse f_p , s'exprime, en entrée du détecteur synchrone, par :

$$e_{n_{LB\mathcal{X}}}^2(f_p \pm \Delta f) = K^2 \left[T_p^2(\omega_p) e_{n_g}^2 + e_{n_Q}^2 \right] + e_{n_f}^2 \quad (4.34)$$

$$= G_{buffer}^2 \left[\left(\frac{Q_{21}(\omega_p, B_p)}{Q_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 e_{n_g}^2 + e_{n_Q}^2 \right] + e_{n_f}^2. \quad (4.35)$$

A partir des équations (4.32) et (4.33), et en détaillant cette expression pour les quatre

mises en œuvre possibles, il advient après simplification :

$$\begin{aligned}
e_{nLB_A}^2(f_p \pm \Delta f) \approx & G_{buffer}^2 \left\{ \frac{|Z_{11}(\omega_p, B_p)|^2}{(R_g + |Z_{11}(\omega_p, B_p)|)^2} \left[2 \left(\frac{V_g/\sqrt{2}}{10^{-dB_c/20}} \right)^2 \right. \right. \\
& \left. \left. + 4k_B T_{emp}(R_g \parallel R_{bias}) + R_g^2 i_{n_{buff}}^2 \right] + e_{n_{buff}}^2 \right. \\
& \left. + 4k_B T_{emp} R_{1k} + R_{1k}^2 i_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} \Re [Z_{11}(\omega_p, B_p)] \right\}, \tag{4.36a}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_{nLB_B}^2(f_p \pm \Delta f) \approx & G_{buffer}^2 \left\{ \frac{|Z_{21}(\omega_p, B_p)|^2}{(R_g + |Z_{11}(\omega_p, B_p)|)^2} \left[2 \left(\frac{V_g/\sqrt{2}}{10^{-dB_c/20}} \right)^2 + 4k_B T_{emp}(R_g \parallel R_{bias}) \right] \right. \\
& \left. + 4k_B T_{emp} R_{1k} + \left(|Z_{22}(f_p, B_p)| - \frac{|Z_{21}(\omega_p, B_p)| |Z_{12}(\omega_p, B_p)|}{R_g + |Z_{11}(\omega_p, B_p)|} \right)^2 i_{n_{buff}}^2 \right. \\
& \left. + e_{n_{buff}}^2 + R_{1k}^2 i_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} \Re [Z_{22}(\omega_p, B_p)] \right\}, \tag{4.36b}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_{nLB_C}^2(f_p \pm \Delta f) \approx & G_{buffer}^2 \left\{ \frac{|Z_{12}(\omega_p, B_p)|^2}{(R_g + |Z_{22}(\omega_p, B_p)|)^2} \left[2 \left(\frac{V_g/\sqrt{2}}{10^{-dB_c/20}} \right)^2 + 4k_B T_{emp}(R_g \parallel R_{bias}) \right] \right. \\
& \left. + 4k_B T_{emp} R_{1k} + \left(|Z_{11}(f_p, B_p)| - \frac{|Z_{21}(\omega_p, B_p)| |Z_{12}(\omega_p, B_p)|}{R_{1k} + 50 + |Z_{22}(\omega_p, B_p)|} \right)^2 i_{n_{buff}}^2 \right. \\
& \left. + e_{n_{buff}}^2 + R_{1k}^2 i_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} \Re [Z_{11}(\omega_p, B_p)] \right\}, \tag{4.36c}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
e_{nLB_D}^2(f_p \pm \Delta f) \approx & G_{buffer}^2 \left\{ \frac{|Z_{22}(\omega_p, B_p)|^2}{(R_g + |Z_{22}(\omega_p, B_p)|)^2} \left[2 \left(\frac{V_g/\sqrt{2}}{10^{-dB_c/20}} \right)^2 \right. \right. \\
& \left. \left. + 4k_B T_{emp}(R_g \parallel R_{bias}) + R_g^2 i_{n_{buff}}^2 \right] + e_{n_{buff}}^2 \right. \\
& \left. + 4k_B T_{emp} R_{1k} + R_{1k}^2 i_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} \Re [Z_{22}(\omega_p, B_p)] \right\}. \tag{4.36d}
\end{aligned}$$

La détection synchrone utilisée se comporte comme un détecteur de type 2 (tableau 4.3). En effet, bien que le signal multipliant, $v_A(t)$, soit de type carré, la présence d'un filtre passe-bas en entrée du détecteur permet de ne considérer que la composante fondamentale du signal. L'amplitude du signal V_A permet d'ajuster le gain de démodulation. La considération $V_A = 2$ permet alors d'obtenir un gain unitaire. De plus, la phase ϕ du signal v_A est synchrone avec le signal à démoduler v_x , de telle sorte que seules les variations d'amplitude sont détectées, soit $\phi = \varphi_g + \theta_{T_p}(\omega_p)$. Ainsi :

$$k_b = V_g \Delta T \tag{4.37}$$

$$\approx V_g \frac{|Q_{21}(\omega_p, B_p)|}{R_g + |Q_{11}(\omega_p, B_p)|} \left(\frac{|q_{21}(\omega_p)|}{|Q_{21}(\omega_p, B_p)|} - \frac{|q_{11}(\omega_p)|}{R_g + |Q_{11}(\omega_p, B_p)|} \right). \tag{4.38}$$

La sensibilité pour chacune des quatre mises en œuvre est ainsi donnée par :

$$T_{\mathcal{A}}(f_p) \approx V_g \frac{|S_{\Omega_{11}}(\omega_p)| R_g}{(|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g)^2}, \quad (4.39a)$$

$$\begin{aligned} T_{\mathcal{B}}(f_p) &\approx V_g \frac{|Z_{21}(\omega_p, B_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g} \left(\frac{|S_{\Omega_{21}}(\omega_p)|}{|Z_{21}(\omega_p, B_p)|} - \frac{|S_{\Omega_{11}}(\omega_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g} \right) \\ &\approx V_g \frac{|S_{\Omega_{21}}(\omega_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g}, \end{aligned} \quad (4.39b)$$

$$\begin{aligned} T_{\mathcal{C}}(f_p) &\approx V_g \frac{|Z_{12}(\omega_p, B_p)|}{|Z_{22}(\omega_p, B_p)| + R_g} \left(\frac{|S_{\Omega_{12}}(\omega_p)|}{|Z_{12}(\omega_p, B_p)|} - \frac{|S_{\Omega_{22}}(\omega_p)|}{|Z_{22}(\omega_p, B_p)| + R_g} \right) \\ &\approx V_g \frac{|S_{\Omega_{12}}(\omega_p)|}{|Z_{22}(\omega_p, B_p)| + R_g}, \end{aligned} \quad (4.39c)$$

$$T_{\mathcal{D}}(f_p) \approx V_g \frac{|S_{\Omega_{22}}(\omega_p)| R_g}{(|Z_{22}(\omega_p, B_p)| + R_g)^2}. \quad (4.39d)$$

Le bruit blanc en entrée de détection synchrone, e_{nLB_X} , est ramené en basse fréquence au travers du coefficient k_{en} considérant $V_A = 2$, soit :

$$k_{en} = \sqrt{2}. \quad (4.40)$$

Les éléments, Z_{ij} , de la matrice impédance de l'élément sensible, intervenant dans ces équations, ont été mesurés à l'analyseur de réseaux vectoriels. Les résultats sont présentés en figure 4.7. Ces données expérimentales serviront à l'exploitation du modèle.

Finalement, le niveau de bruit équivalent en champ, en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$, donné par l'équation (4.26), s'exprime ici par le rapport :

$$b_{n_X} = \frac{k_{en} e_{nLB_X}}{T_X}. \quad (4.41)$$

4.2.2 Résultats

Validation

A l'aide du modèle, nous avons étudié l'évolution du bruit pour chaque configuration en fonction de l'amplitude du courant d'excitation circulant dans l'élément sensible, celle-ci étant définie par la résistance d'injection, R_g , et l'amplitude du générateur, V_g . Le point de fonctionnement en champ, B_p , qui définit la valeur de l'impédance statique, $Z_{ij}(\omega_p, B_p)$, est fixé à mi-hauteur de l'impédance maximum, là où la sensibilité, $S_{\Omega_{ij}}(\omega_p)$, est maximale. Ceci est illustré sur la figure 4.7.

La figure 4.8 illustre toutes les contributions en bruit sur le signal de sortie pour les différentes mises en œuvre, \mathcal{X} , en fonction de la valeur de R_g et considérant $V_g = 1 \text{ V}_p$. Il est

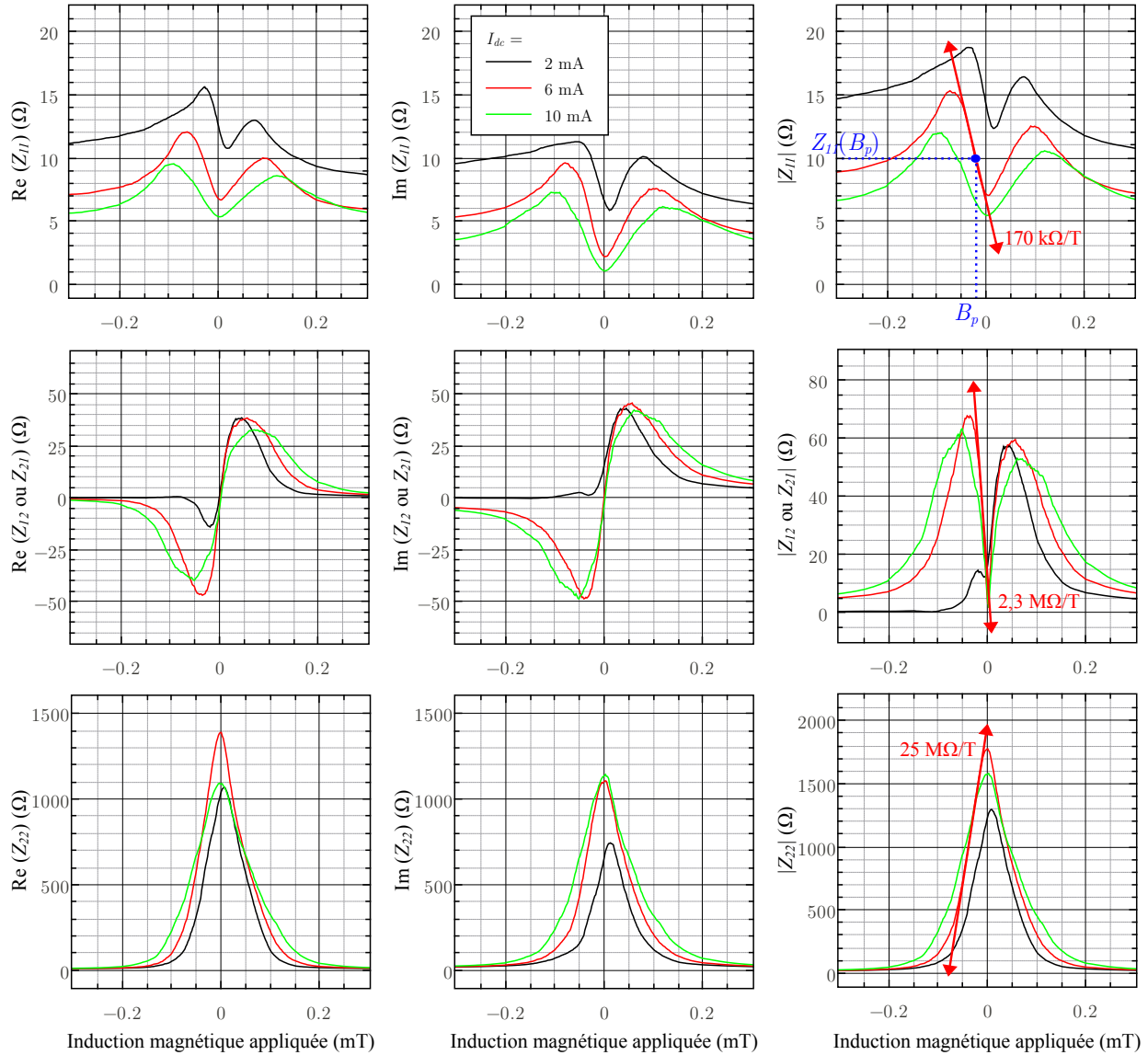


FIGURE 4.7 Partie réelle, partie imaginaire et module des termes Z_{ij} de la matrice impédance en fonction de l'induction magnétique appliquée pour trois courants de polarisation statique. Les résultats ont été obtenus pour une fréquence d'excitation, f_p , de 300 kHz. La sensibilité intrinsèque estimée, exprimée en Ω/T , est illustrée sur les courbes de module.

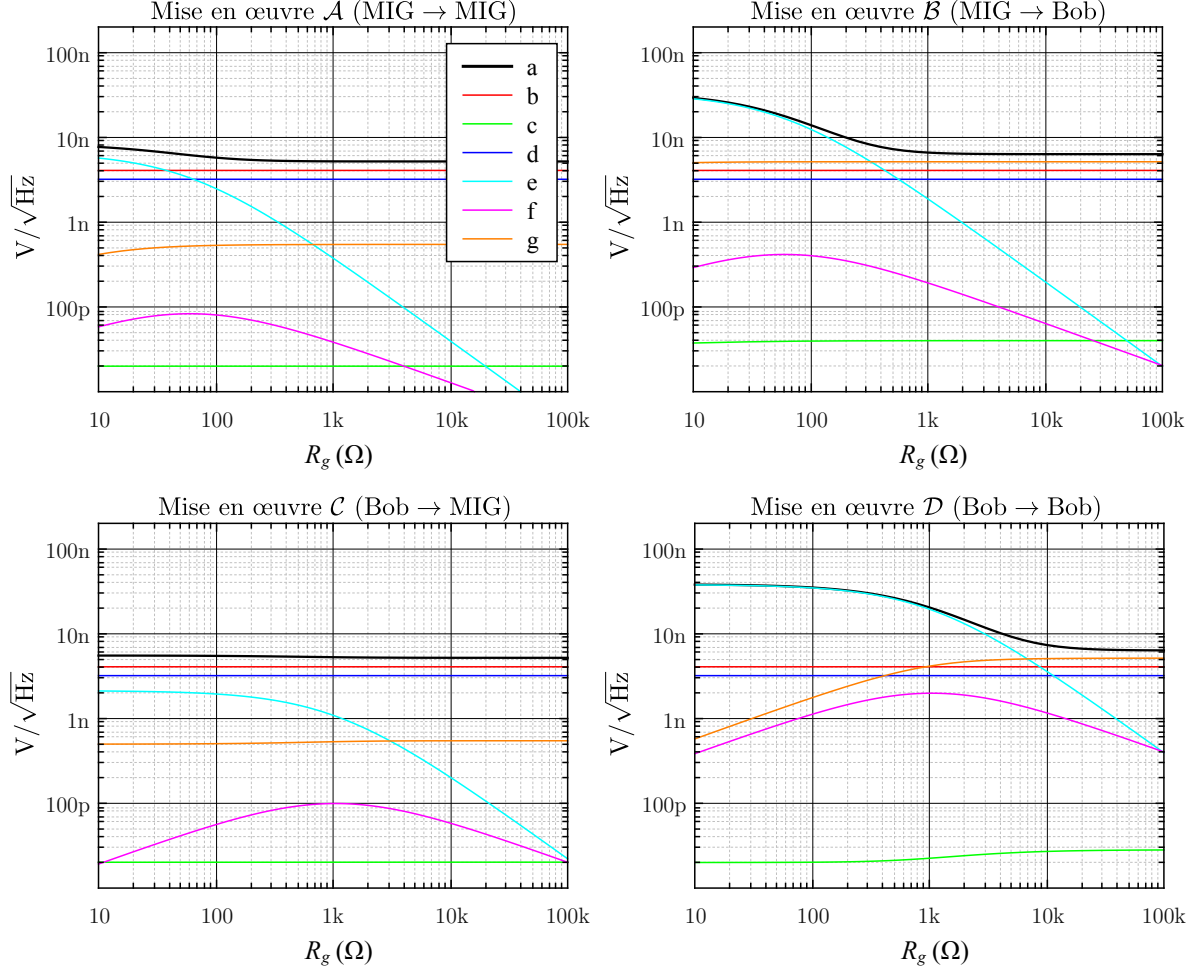


FIGURE 4.8 Densités spectrales totales de tension de bruit (a), en zone de bruit blanc, ramenées en sortie de capteur, à $\Delta f = \pm 10 \text{ kHz}$ de la porteuse, f_p , pour chaque mise en œuvre, \mathcal{X} . Les courbes (b) à (g) représentent les différentes contributions en bruit telles que déterminées aux équations (4.36a) à (4.36d). Ceci permet alors de distinguer celles provenant de la résistance de $1 \text{ k}\Omega$, (b), du courant de bruit du pré-amplificateur, (c), de la tension de bruit du pré-amplificateur, (d), des générateurs, (e), de la résistance d'injection R_g , (f), et du quadripôle, (g). Ces niveaux de bruit sont évalués en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de 1 V_p .

alors aisé d'identifier les sources de bruit dominantes dans chacun des cas. Il apparaît que le bruit est dominé par celui des générateurs dans le cas d'une forte excitation ($R_g < 300 \Omega$ pour e_{nLB_B}) et par celui de l'étage de détection pour une d'excitation plus faible (il s'agit ici d'une combinaison du bruit du pré-amplificateur et du bruit de la résistance de $1 k\Omega$ présente sur son entrée non-inverseuse). Finalement, les niveaux de bruit équivalents ramenés en sortie de capteur de chaque mise en œuvre sont comparés sur la figure 4.9.

La figure 4.10, ensuite, illustre la sensibilité de ces quatre mises en œuvre. Il est important de remarquer que la très forte sensibilité intrinsèque $S_{\Omega_{22}}$, illustrée sur la figure 4.7, ne conduit pas nécessairement à la plus forte sensibilité électrique. Ceci est dû la forte valeur de $Z_{22}(B_p)$ vis-à-vis des plus faibles valeurs de R_g , ne permettant pas d'exciter correctement le capteur en courant. Cette constatation illustre une fois de plus la nécessité de prendre en compte l'ensemble des éléments du système dans le choix d'un conditionnement optimal.

Enfin, la figure 4.11 représente le bruit équivalent en champ, en $T/\sqrt{\text{Hz}}$, en fonction de R_g . Cette figure illustre un comportement complexe du bruit vis-à-vis du conditionnement électronique. Il apparaît que la configuration \mathcal{B} (MIG \rightarrow Bobine) est la plus prometteuse dans le cas présenté ici. Le point d'excitation optimal se situe dans la partie basse de la courbe, lorsque le bruit est dominé par celui provenant de l'étage d'excitation. Dans un tel cas, il est inutile d'augmenter l'amplitude d'excitation (du moins dans le régime linéaire) puisque le bruit augmente proportionnellement à la sensibilité. De plus, une augmentation excessive du courant d'excitation engendrerait l'apparition de phénomènes non-linéaires de l'élément sensible conduisant finalement à une diminution de la sensibilité (section 2.5.2). Ce point n'est cependant pas considéré dans le présent modèle.

Le modèle présenté a été confronté avec une série de mesures de bruit pour les quatre configurations possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , et \mathcal{D}). Les détails de la procédure expérimentale sont identiques à ceux utilisés dans le modèle, tels qu'exposés dans la section 4.2.1. Les niveaux de bruit, en zone de bruit blanc, sont obtenus à partir des densité spectrales de bruits mesurées à l'aide d'un analyseur de spectre basse-fréquences, *HP3562A*, connecté en sortie de chaîne de mesure. Lors de ces mesures, l'élément sensible est soumis à une variation de champ magnétique petit signal de référence, à basse-fréquence, permettant d'évaluer la sensibilité de la chaîne de mesure. Les résultats expérimentaux² sont indiqués par un symbole sur chacune des courbes des figures 4.9, 4.10 et 4.11. Le bon accord entre les données mesurées et le modèle suggère que l'approche générale de la modélisation du bruit est pertinente et qu'elle inclut les mécanismes essentiels limitant les performances de notre capteur MIG. Dans l'exemple présenté, nous pouvons noter que le bruit est essentiellement dominé par le bruit

2. À l'exception de la figure 4.9, les niveaux de bruit présentés sont mesurés en amont du détecteur synchrone en considérant une démodulation idéale telle que donnée par le modèle. En effet, les niveaux de bruit relevés en sortie peuvent être limités par la dynamique du détecteur utilisé ici.

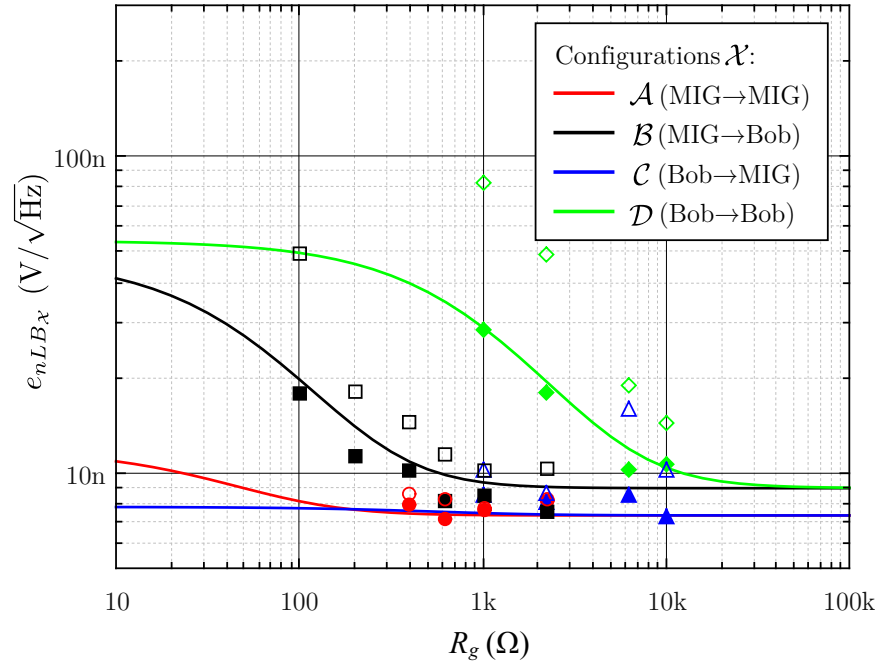


FIGURE 4.9 Densités spectrales de tension de bruit en zone de bruit blanc théoriques (traits pleins) et mesurées (points), exprimées en sortie de capteur, en $V/\sqrt{\text{Hz}}$ en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de $1 V_p$. Chaque courbe correspond à l'une des quatre configurations possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , ou \mathcal{D}). Les symboles pleins sont mesurés en amont du détecteur synchrone, en considérant une démodulation idéale telle que donnée par le modèle, tandis que les symboles vides sont mesurés en sortie du détecteur. Pour ces derniers, la densité spectrale de bruit peut être limitée par la dynamique du détecteur synchrone utilisé. Dans les figures suivantes, nous ne considérerons que les densités spectrales de bruit expérimentales données par les symboles pleins.

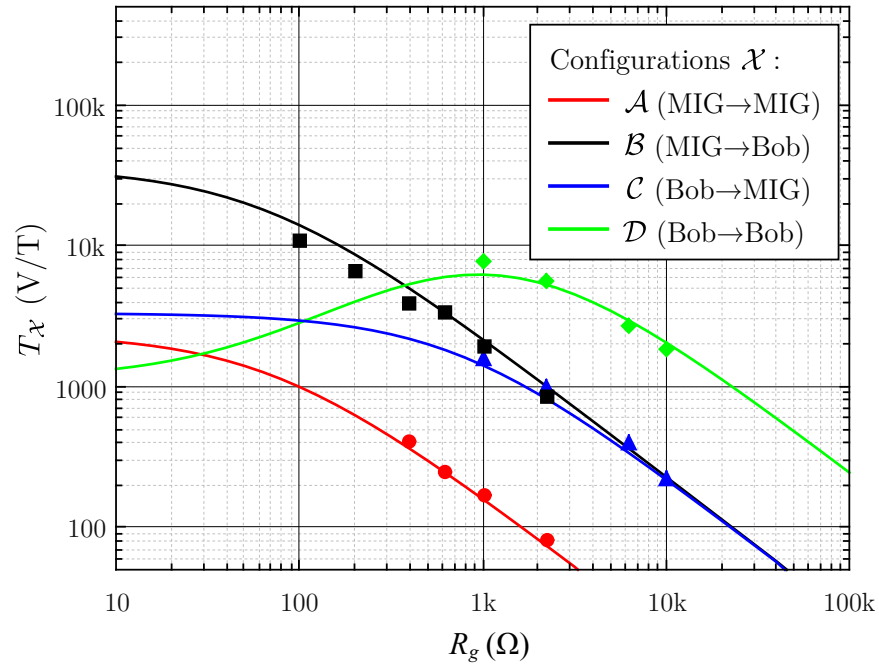


FIGURE 4.10 Transferts en champ, après démodulation, théorique (traits pleins) et mesuré (symboles), exprimés en sortie de capteur, en V/T, en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de $1 V_p$. Chaque courbe correspond à l'une des quatre mises en œuvre possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , ou \mathcal{D}).

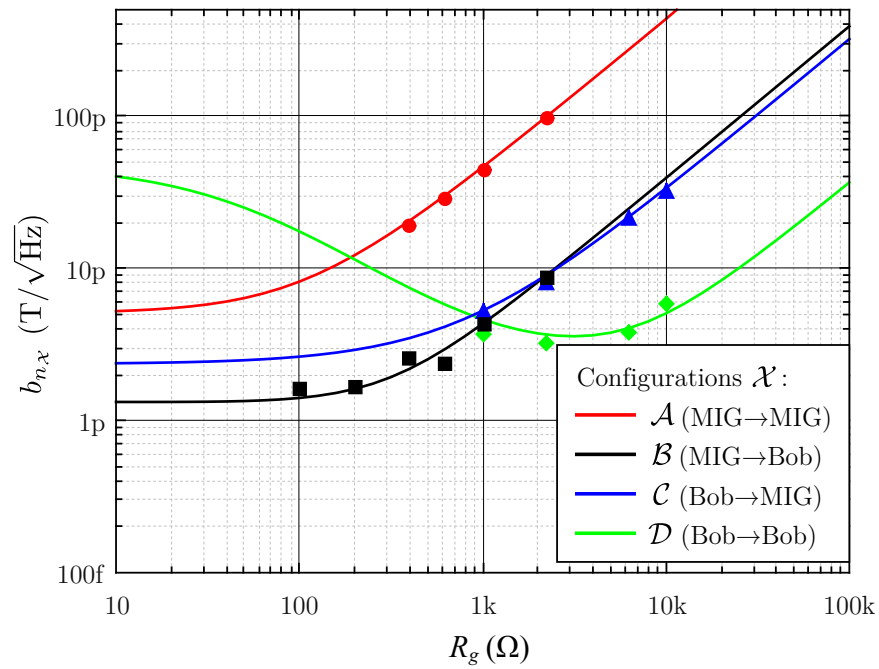


FIGURE 4.11 Densités spectrales de bruit blanc équivalent en champ théorique (traits pleins) et mesuré (symboles), exprimées en sortie de capteur, en T/\sqrt{Hz} , en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de $1 V_p$. Chaque courbe correspond à l'une des quatre mises en œuvre possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , ou \mathcal{D}).

de l'électronique de conditionnement.

Choix de la configuration quadripôle

Pour rappel, les résultats présentés jusqu'ici considèrent un point de fonctionnement en champ, B_p , tel que la valeur de l'impédance statique, $Z_{ij}(B_p)$, soit fixée à mi-hauteur de sa valeur maximale, là où la sensibilité intrinsèque est approximativement la plus élevée. Ce choix était particulièrement approprié à la validation du modèle, effectuée précédemment. Néanmoins, les équations (4.36a) à (4.36d) et (4.39a) à (4.39d) font clairement apparaître le rôle de la valeur de l'impédance statique dans l'expression du bruit total en sortie et dans celle de la sensibilité en champ. Par conséquent, il convient de s'interroger sur l'effet du choix du point de fonctionnement en champ, B_p , sur les performances en bruit du système. Pour cela, nous pouvons remarquer qu'il existe une petite région de champ autour du précédent point de fonctionnement dans laquelle la variation d'impédance reste essentiellement linéaire. En d'autres termes, il est alors possible d'assumer que la sensibilité intrinsèque, $S_{\Omega_{ij}}$, reste constante dans cette petite gamme de champ tandis que l'impédance statique, $Z_{ij}(B_p)$, évolue en fonction de B_p .

À partir de ce constat, il est possible de déterminer la densité spectrale de bruit équivalent en champ à chaque limite de la zone de variation linéaire, définissant alors une gamme de valeurs atteignables entourant les courbes de la précédente figure 4.11. Ceci est illustré sur la figure 4.12. Cette dernière met clairement en évidence l'amélioration des performances en bruit du système suivant le choix du point de fonctionnement. Cette amélioration est particulièrement notable dans le cas de la mise en œuvre \mathcal{B} , pour laquelle une diminution de la valeur statique $Z_{21}(B_p)$ entraîne une diminution du bruit lié au générateur (source de bruit dominante à fort courant d'excitation). Idéalement, le point de fonctionnement en champ tel que $|Z_{21}(B_p)| = 0$ permet même de s'affranchir complètement du bruit issu de l'étage d'excitation. Cette amélioration est confirmée expérimentalement comme illustrée sur la figure 4.12, où les symboles ronds indiquent un point de fonctionnement optimisé correspondant à une valeur de $|Z_{21}(B_p)|$ plus faible que précédemment (pour comparaison, les symboles carrés reprennent les résultats précédents, c'est-à-dire un point de fonctionnement à mi-hauteur). Une densité spectrale de bruit équivalente en champ de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ est alors constatée. Cependant, cette valeur n'est pas aussi faible que celle attendue en théorie. En effet, au point de fonctionnement théorique optimal (identifié précédemment tel que $|Z_{21}(B_p)| = 0$), le phénomène de résonance lié à la présence de la capacité parasite engendre en pratique une diminution de la sensibilité³. Ainsi, il est alors expérimentalement impossible d'atteindre les plus faibles valeurs de $Z_{21}(B_p)$ sans perdre sur la sensibilité, entraînant

3. Ce point est discuté à la section 3.3 et est particulièrement visible sur les courbes de la figure 3.10.

alors une stagnation des performances.

Finalement, la configuration \mathcal{B} (MIG→bobine) apparaît clairement comme étant la plus performante. C'est donc celle-ci qui sera utilisée dans la suite de nos travaux ($Q_{11} = Z_{11}$, $Q_{12} = Z_{12}$, $Q_{21} = Z_{21}$ et $Q_{22} = Z_{22}$).

4.3 Modèle de bruit global de la chaîne de mesure

Avant de poursuivre vers la description d'une chaîne de mesure optimisée, il convient de revenir sur la compréhension globale des performances de la chaîne de mesure.

En effet, comme nous venons de le voir, la section précédente a présenté un modèle du bruit magnétique équivalent. Celui-ci nous a permis de prédire les performances du système, en fonction de la chaîne de détection, à partir des mesures expérimentales des paramètres Z_{ij} du quadripôle MIG-bobine. Le chapitre 3, quant à lui, a permis de modéliser la réponse en champ de ce quadripôle. Par conséquent, il est tout à fait possible d'intégrer dans le modèle de bruit les paramètres Z_{ij} directement issus de la modélisation physique du quadripôle.

L'ensemble de la chaîne de mesure étant alors modélisé, les performances en bruit peuvent être évaluées directement à partir des paramètres physiques de l'échantillon MIG (déterminés au chapitre 2), des propriétés de la bobine associée et du type de conditionnement électronique retenu. En reprenant le cas optimal de la configuration précédente (MIG vers bobine) et en remplaçant les termes Z_{ij} par leurs expressions théoriques respectives, l'expression de la sensibilité, $T_{\mathcal{B}}$, devient :

$$T_{\mathcal{B}} \approx V_g \frac{\left| \frac{\partial}{\partial B} \left(\frac{N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M}{1 + j \frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} \right) \right|}{\left| \frac{l}{2\pi a} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M) - \frac{j[N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M]^2 C_p \omega_p}{1 + j \frac{2\pi a N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M) C_p \omega_p} \right|} + R_g \quad (4.42)$$

où $Z_M = k_M \rho \frac{J_0(k_M a)}{J_1(k_M a)}$ et $Z_N = k_N \rho \frac{J_0(k_N a)}{J_1(k_N a)}$ correspondent aux impédances magnétique et non magnétique, décrites au chapitre 1. Elles peuvent être évaluées à partir des propriétés physiques de l'échantillon. De façon analogue, le niveau de bruit équivalent en champ est donné à l'équation 4.43.

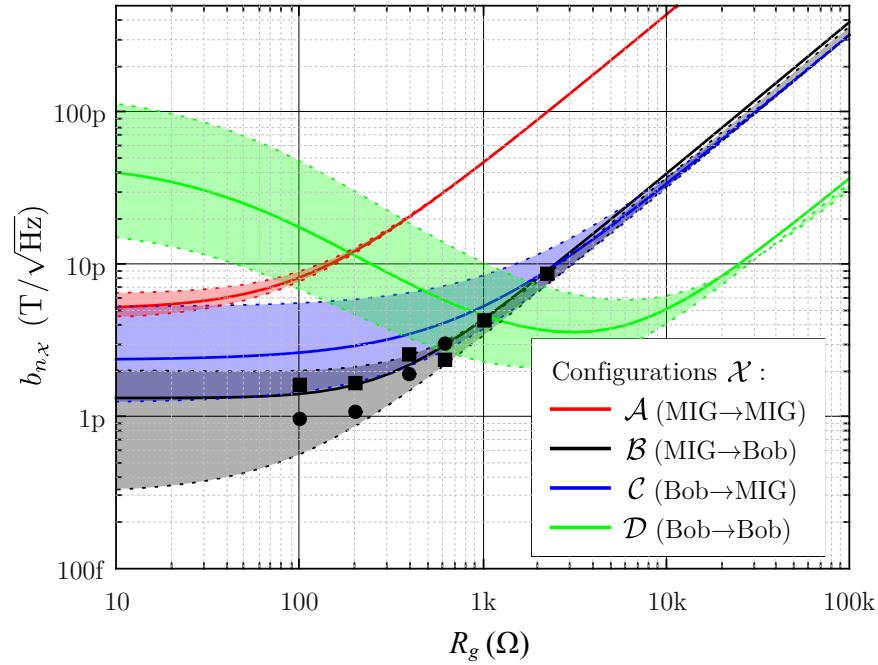


FIGURE 4.12 Densités spectrales de bruit blanc équivalent en champ théorique (traits pleins et surfaces) et mesuré (symboles) exprimées en sortie de capteur, en T/\sqrt{Hz} , en fonction de la résistance d'injection, R_g , pour une amplitude d'excitation, V_g , de $1 V_p$. Chaque courbe correspond à l'une des quatre mises en œuvre possibles (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , ou \mathcal{D}). Les surfaces colorées correspondent aux valeurs accessibles vis-à-vis de la gamme de variation du point de fonctionnement en champ, B_p , dans laquelle la sensibilité intrinsèque est considérée constante. Les cercles et carrés représentent des mesures expérimentales pour deux points de fonctionnement, B_p , différents. Les carrés correspondent au même point de fonctionnement que celui de la figure 4.11, et les cercles correspondent à un point de fonctionnement avec une valeur de $|Z_{21}(B_p)|$ plus faible.

$$\begin{aligned}
b_{n_B}^2 &\approx T_{B\mathcal{G}}^2 g_{n_{b\text{uff}}}^2 + \\
&\mathcal{G}_{n_{b\text{uff}}^{\text{fer}}}^2 T_{TB}^2 \left\{ \frac{\left| \frac{N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M}{1+j \frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)} C_{p\omega p} \right|^2}{\left(R_g + \frac{l}{2\pi\alpha} (Z_M \cos^2 \theta_M + Z_N \sin^2 \theta_M) - \frac{j[N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M]^2 C_{p\omega p}}{1+j \frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)} C_{p\omega p} \right)^2} \right. \\
&\quad \left. + 4k_B T_{\text{emp}} (R_g \parallel R_{\text{bias}}) \right\} + \\
&\left(\left| \frac{\frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)}{1+j \frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)} C_{p\omega p} \right| - \left| \frac{N(Z_N - Z_M) \sin \theta_M \cos \theta_M}{1+j \frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)} C_{p\omega p} \right|^2 \right. \\
&\quad \left. + 4k_B T_{\text{emp}} R_{1k} + e_{n_{b\text{uff}}}^2 + R_{1k}^2 g_{n_{b\text{uff}}}^2 \right) \left\{ \frac{\frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)}{1+j \frac{2\pi\alpha N^2}{l_c} (Z_M \sin^2 \theta_M + Z_N \cos^2 \theta_M)} C_{p\omega p} \right\}
\end{aligned}
\tag{4.43}$$

En vert : termes liés aux paramètres de mise en œuvre.

En rouge : termes liés aux paramètres de l'élément MIG.

En bleu : termes liés aux paramètres de la bobine de capture.

La figure 4.13 illustre l'évaluation des performances en bruit attendues en fonction du point de fonctionnement en champ statique pour un élément sensible et une mise en œuvre aux caractéristiques suivantes :

Micro-fil MIG	$M_s = 560 \text{ kA/m}$	$\alpha = 0,02$	$\gamma = 29,6 \text{ GHz/T}$	$\rho = 129 \text{ }\mu\Omega.\text{cm}$
	$a = 50 \text{ }\mu\text{m}$	$l = 3 \text{ cm}$	$H_k = 40 \text{ A/m}$	$\theta_k = 75^\circ$
Bobine	$l_c = 2,5 \text{ cm}$	$N = 1000$	$C_p = 10 \text{ pF}$	
Polarisation	$I_{dc} = 6 \text{ mA}$	$R_g = 1 \text{ k}\Omega$	$e_g = 10 \text{ Vp}$	$f_p = 300 \text{ kHz}$

TABLEAU 4.4 Caractéristiques utilisées pour l'évaluation théorique des performances en bruit.

Nous retrouvons alors des résultats proches de ceux obtenus expérimentalement et présentés en figure 4.12 pour une configuration relativement similaire. La figure 4.13 permet d'illustrer brièvement l'influence de quelques paramètres sur le niveau de bruit équivalent en champ, traduisant la modélisation globale de la chaîne de mesure.

Le modèle complet, résumé ici, et ses résultats exposés à la figure 4.13, intègrent la globalité des conclusions obtenues au long de cette thèse. Néanmoins, il faut bien se rendre compte que les différents paramètres intervenant sont interdépendants. Par conséquent, il est relativement difficile de déterminer des paramètres d'optimisation directement à partir de ces expressions complètes, hormis par une étude comparative exhaustive des résultats de simulation. Pour cette raison, nous nous en tiendrons préférentiellement aux diverses conclusions partielles, dégagées dans les différents chapitres de ce manuscrit, afin d'élaborer une chaîne de mesure optimisée. Celle-ci est présentée dans la suite de ce document.

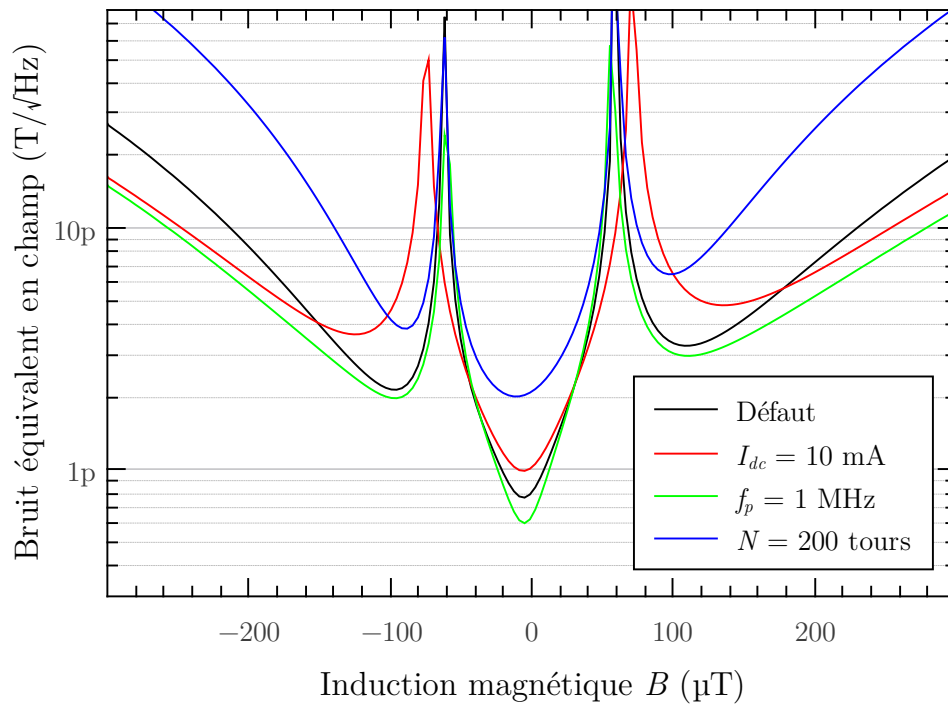


FIGURE 4.13 Évaluation théorique du bruit équivalent en champ du système mis en œuvre à partir des caractéristiques du matériau MIG et du modèle de bruit de la chaîne de conditionnement. La courbe par défaut est évaluée à l'aide des paramètres du tableau 4.4. Les autres courbes illustrent l'influence de quelques paramètres (indiqués dans la légende).

Chapitre 5

Mise en œuvre d'un magnétomètre à MIG

La modélisation effectuée au chapitre précédent a permis de dégager les grands axes de la réalisation pratique d'un magnétomètre à très haute sensibilité. Ce dernier doit utiliser la configuration anti-diagonale (cas \mathcal{B}). Le point de fonctionnement en champ de la MIG doit vérifier $|Z_{21}(B_p)| \rightarrow 0$ afin de réduire la contribution liée au bruit présent en amont du quadripôle. L'étage de détection doit comporter un détecteur à diode qui permet de s'affranchir de la partie du bruit excédentaire liée au bruit de phase du générateur d'excitation. Enfin, l'utilisation d'un filtre passe-bande centré autour de la fréquence d'excitation, en amont du détecteur, évite qu'un bruit excédentaire porté par les différents harmoniques se transpose à basse fréquence après démodulation.

La chaîne de mesure présentée ici tient compte de ces différents points.

5.1 Optimisation de la chaîne directe

5.1.1 Description

La chaîne de mesure mise en œuvre est représentée sur la figure 5.1. L'étage de polarisation reprend celui présenté au chapitre précédent (excitation par un courant sinusoïdal et polarisation par un courant statique). L'étage de détection, quant à lui, est dorénavant constitué d'un détecteur de crête à diode dont la pertinence vis-à-vis du bruit de phase a été démontrée précédemment. Cet étage est très proche de celui présenté par L. DING [5]. Seul un étage d'adaptation (ALI) y a été ajouté afin d'assurer la bonne amplification de la tension apparaissant aux bornes de la bobine. Il est à noter que lors des travaux de L. DING [5], l'utilisation du détecteur à diode était particulièrement appropriée de par l'association à une excitation de la MIG par courant pulsé (basée sur un oscillateur à relaxation) permettant de limiter le bruit d'amplitude. Dans notre cas, ce type d'excitation n'est pas retenu car il ne permet pas de régler finement l'amplitude d'excitation (paramètre important de la mise en œuvre, cf. chapitre 2). Néanmoins, le mode d'excitation pulsé peut être une piste

d'optimisation future de la chaîne actuelle.

L'étage d'adaptation est constituée d'un *OP37*, en mode non-inverseur. Son gain est fixé par les résistances R_1 et R_2 et son utilisation impose une limitation de la dynamique du signal en entrée liée principalement à son slew-rate et à la saturation de son étage de sortie. Le détecteur de crête est composé d'une diode rapide, *BAR10*, et d'un étage de pré-polarisation statique. Celui-ci permet de compenser le seuil de détection de la diode. La sortie, v_s , du détecteur est amplifiée à l'aide d'un amplificateur d'instrumentation, *INA163*.

Comme évoqué précédemment, le point de fonctionnement en champ, B_p , optimal est donné par $|Z_{21}(B_p)| = 0$ afin d'annuler la contribution en bruit de l'étage d'excitation. Cependant, pour garantir le bon fonctionnement de la diode, il est nécessaire de maintenir une amplitude minimale de la porteuse telle qu'illustrée à la figure 5.2. De plus, la présence de la capacité parasite, C_p , de la bobine de détection, associée à la capacité d'entrée de l'étage d'adaptation, engendre un phénomène de résonance, tel que discuté au chapitre 3. Il en découle une diminution de la sensibilité à l'approche de $|Z_{21}(B_p)| = 0$. Ainsi, le point de fonctionnement en champ sera choisi afin de maximiser le transfert tout en assurant une amplitude de la porteuse en amont de la diode, V_e , comprise entre 100 mVp et 500 mVp. La limite basse (100 mVp) permet un fonctionnement correct de la diode tandis que la limite haute (500 mVp) assure la non-saturation de l'étage d'adaptation. En pratique, le point de fonctionnement B_p est fixé à l'aide d'un aimant permanent judicieusement positionné.

La fréquence d'excitation, f_p , est fixée à 1 MHz. Comme précédemment, l'élément sensible utilisé est l'échantillon de référence dont les caractéristiques à 1 MHz sont données sur la figure 5.3. Le courant de polarisation statique parcourant le micro-fil est ajusté à 6 mA ($R_{bias} = 2,2 \text{ k}\Omega$) afin de maximiser la sensibilité. Pour augmenter la sensibilité intrinsèque de l'échantillon, une fréquence d'excitation plus élevée serait préférable. Cependant, il apparaît qu'au-delà du MHz l'effet de la capacité parasite du bobinage se fait trop ressentir et l'augmentation de la sensibilité stagne. De plus, une augmentation de la fréquence impose d'autres contraintes sur la réalisation de l'étage d'adaptation, notamment vis-à-vis du slew-rate. Cela entraîne alors une distorsion du signal et vient dégrader les performances en bruit lors de la détection du fondamental (cf. section 4.1.4). La fréquence de fonctionnement à 1 MHz représente un bon compromis au regard des performances en sensibilité de la MIG.

Le filtre passe-bande est réalisé à l'aide d'une cellule résonante RLC. Il est centré autour de la fréquence de la porteuse, f_p , et permet de réduire la distorsion du signal (due au comportement non-linéaire de la MIG et aux limites de fonctionnement de l'étage d'adaptation). L'atténuation dans la bande $\Delta f = \pm 100 \text{ kHz}$ autour de f_p est de -8 dB ($\pm 1,6 \text{ dB}$ à $\Delta f < 100 \text{ kHz}$). L'harmonique de rang 2 ($f = 2f_p$) est atténuée de $15,6 \text{ dB}$ par rapport au gain dans la bande passante. Au-delà, l'atténuation du filtre est de 16 dB/octave .

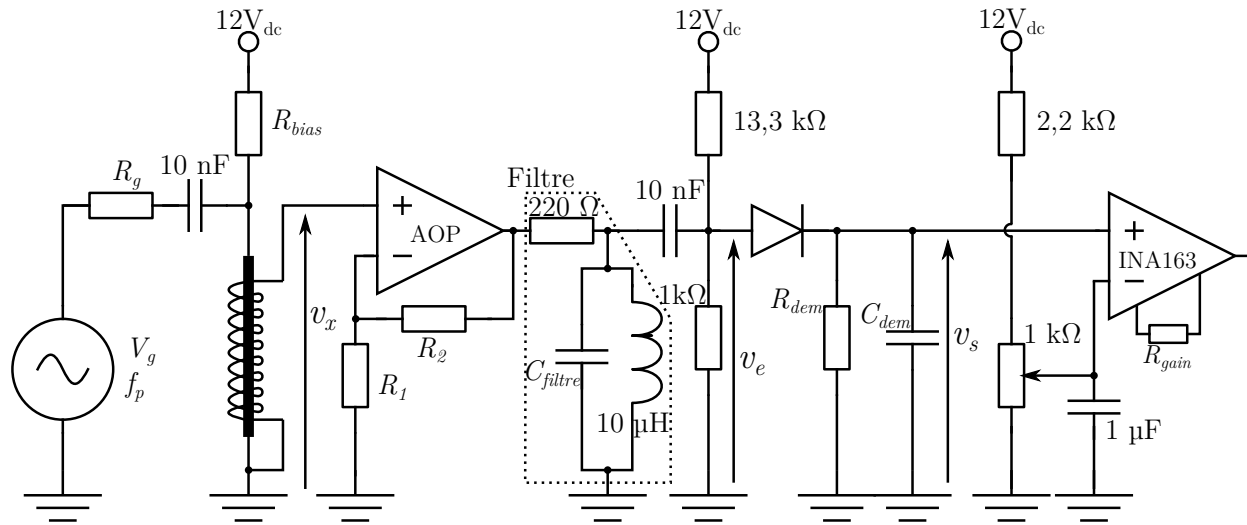


FIGURE 5.1 Schéma de la chaîne de mesure optimisée. Sauf indications contraires, nous considérons par la suite les valeurs de composant suivantes : $R_g = 750 \Omega$, $R_{bias} = 2,2 \text{ k}\Omega$, $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 500 \Omega$, $C_{filtre} = 2,2 \text{ nF}$, $R_{dem} = 10 \text{ k}\Omega$, $C_{dem} = 1 \text{ nF}$ et $G_{INA} = 200$ ($R_{gain} = 30 \Omega$).

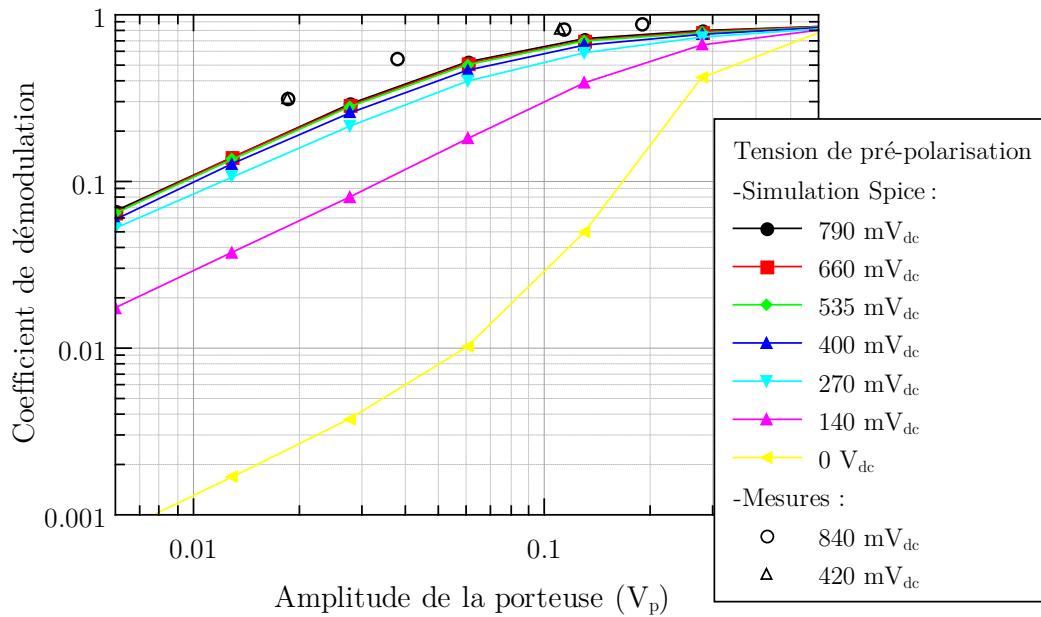


FIGURE 5.2 Facteur de démodulation du détecteur crête à diode en fonction de l'amplitude de la porteuse pour diverses tensions de pré-polarisation statique.

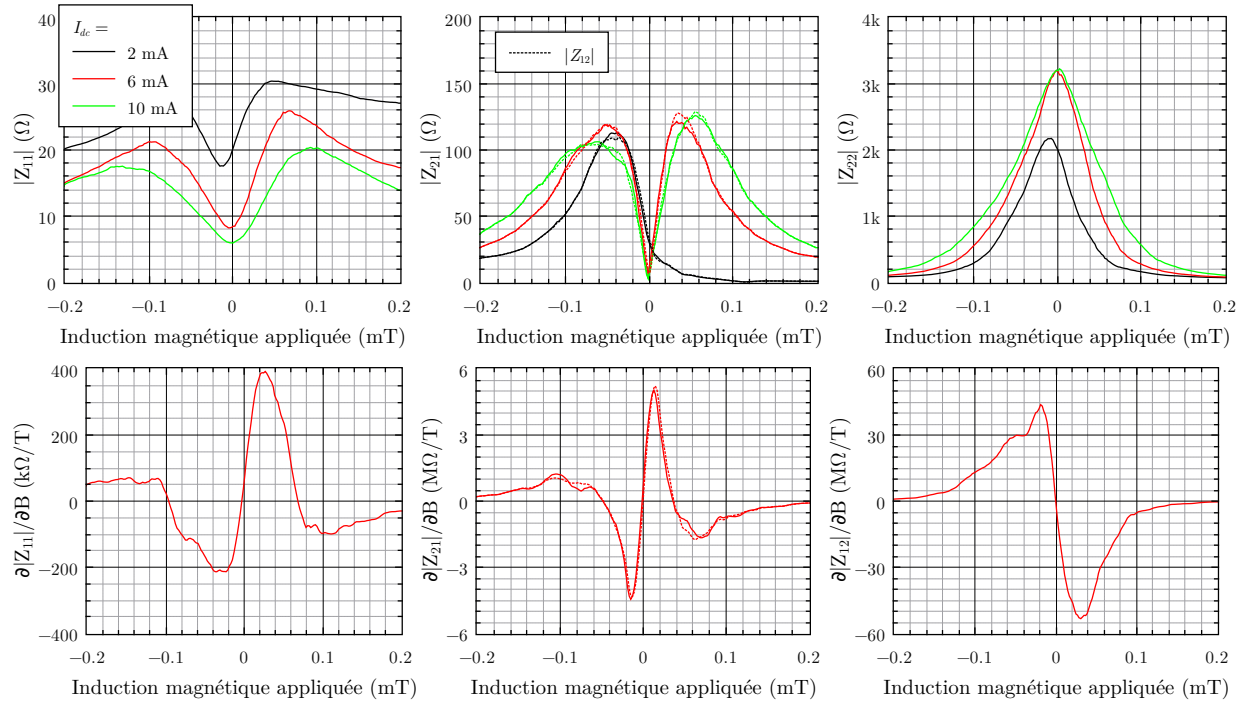


FIGURE 5.3 Caractéristiques Z_{ij} et $S_{O_{ij}}$ de la matrice impédance de l'échantillon de référence pour une fréquence d'excitation, f_p , de 1 MHz. Seules les courbes de sensibilité intrinsèque obtenues pour $I_{dc} = 6$ mA sont représentées.

Sources de bruit contribuant au niveau de bruit blanc haute fréquence autour de la porteuse

À partir du modèle de bruit développé au chapitre précédent, il s'agit ici de détailler les différentes contributions à la densité spectrale de bruit e_{nLB} (en entrée de détecteur) dans le cas particulier de la figure 5.1. Il est à noter que l'utilisation du filtre passe-bande en amont du démodulateur permet de considérer uniquement le fondamental ($M = 1$) du signal $v_e(t)$.

Les différentes densités spectrales de bruit présentes à hautes fréquences sont :

e_{n_1}	associée au générateur délivrant le signal d'excitation. Elle intègre les bruits d'amplitude et de phase α_n et θ_n ,
$e_{n_{R_g}}$	associée au bruit thermique des résistances R_g et R_{bias} en parallèle,
e_{n_Q}	associée au bruit thermique du quadripôle Q ,
$e_{n_{buff}}$	associée au bruit de tension du modèle $e_n - i_n$ de l'amplificateur de l'étage d'adaptation,
$i_{n_{buff}}$	associée au bruit de courant du modèle $e_n - i_n$ de l'amplificateur de l'étage d'adaptation,
$e_{n_{R_1}}$	associée au bruit thermique de la résistance R_1 ,
$e_{n_{R_2}}$	associée au bruit thermique de la résistance R_2 ,
$e_{n_{R_f}}$	associée au bruit thermique de la résistance de 220Ω du filtre passe-bande,
$e_{n_{R_{pol-HF}}}$	associée au bruit thermique de la résistance de $1\text{ k}\Omega$ de pré-polarisation statique de la diode.

Bruit de l'oscillateur délivrant le courant d'excitation La densité spectrale de bruit e_{ng} regroupe les contributions du générateur et de la résistance d'injection, R_g . Soit :

$$\begin{aligned}
 e_{ng}^2 &= e_{n_1}^2 + e_{n_{R_g}}^2 \\
 &= \left(\frac{V_{g1}/\sqrt{2}}{10^{-dBc/20}} \right)^2 + 4k_B T_{emp} (R_g \parallel R_{bias})
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Quadripôle La densité spectrale de bruit, e_{n_Q} , liée aux fluctuations thermiques du quadripôle est donnée au tableau 4.2.

Étage d'adaptation Les valeurs numériques du modèle $e_n - i_n$ de l'*OP37* utilisé sont données au tableau 5.1.

Désignation	Remarque		
	$e_{n_{INA}}$	$1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
$INA163$	$i_{n_{INA}}$	$0,8 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$	présence de bruit en $1/f$ avant 200 Hz (ainsi $i_{n_{INA}} = 4 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz)
	$e_{n_{INA-S}}$	$60 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
	$e_{n_{buff}}$	$3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	
$OP37$	$i_{n_{buff}}$	$0,8 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$	présence de bruit en $1/f$ avant 140 Hz (ainsi $i_{n_{buff}} = 1,3 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz)

TABLEAU 5.1 Densités spectrales de bruit en zone de bruit blanc des différents amplificateurs utilisés dans le montage étudié.

Il est à noter que les sources de bruit de $e_{n_{buff}}$ et de $e_{n_{R_1}}$ sont vues en entrée de l'étage d'adaptation tandis que celle de $e_{n_{R_2}}$ est vue en sortie. Le courant de bruit associé à $i_{n_{buff}}$ apparaît, au travers de l'impédance statique de la bobine de détection et de la résistance R_1 , comme une source de tension en entrée de l'étage d'adaptation. L'ensemble de ces sources contribue au bruit associé à $e_{n_{f-1}}$ ($e_{n_f}^2 = e_{n_{f-1}}^2 + e_{n_{f-2}}^2$) avant démodulation, tel que :

$$e_{n_{f-1}}^2 = G_{filtre}^2 \left\{ 4k_B T_{emp} R_2 + G_{buffer}^2 \left[e_{n_{buff}}^2 + 4k_B T_{emp} R_1 + i_{n_{buff}}^2 \left(\left(Z_{22}(\omega_p, B_p) - \frac{Z_{12}(\omega_p, B_p) Z_{21}(\omega_p, B_p)}{Z_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 + R_1^2 \right) \right] \right\} \quad (5.2)$$

où G_{filtre} et G_{buffer} représentent, respectivement, l'atténuation du filtre et le gain de l'étage d'adaptation. Ce dernier s'exprime par :

$$G_{buffer} = 1 + \frac{R_2}{R_1}.$$

Ici, il convient de rappeler que $i_{n_{buff}}$ circule dans le quadripôle. Sa composante basse fréquence n'est pas filtrée et peut induire un bruit équivalent en champ détecté par le capteur. Ce phénomène est pris en compte au travers du produit $g_{\mathcal{X}} i_{n-det}$ (cf. section 4.1.2).

Bruit introduit par le filtre passe-bande La source de tension de bruit associée à $e_{n_{R_f}}$ apparaît comme une source placée en entrée du filtre passe-bande. A l'inverse, celle associée à $e_{n_{R_{pol-HF}}}$ est perçue directement avant l'étage de démodulation. Ainsi, ces deux sources de

bruit contribuant au niveau de bruit large bande, e_{nf-2} ($e_{nf}^2 = e_{nf-1}^2 + e_{nf-2}^2$). Soit :

$$e_{nf-2}^2 = e_{n_{Rpol-HF}}^2 + G_{filtre}^2 e_{n_{Rf}}^2 \quad (5.3)$$

$$= 4k_B T_{emp} R_{pol} + 220 G_{filtre}^2 4k_B T_{emp}. \quad (5.4)$$

Finalement, le bruit total présent en entrée du démodulateur, d'après les équations (4.22), (5.2) et (5.4), est donné par :

$$\begin{aligned} e_{nLB}^2 &= K^2(\omega_p) [T_p^2(\omega_p) e_{ng}^2 + e_{nQ}^2] + e_{nf}^2 \\ &= G_{buffer}^2 G_{filtre}^2 \left[\left(\frac{Z_{21}(\omega_p, B_p)}{Z_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 e_{ng}^2 + e_{nQ}^2 \right] + e_{nf}^2. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Sources de bruit contribuant au niveau de bruit blanc basse fréquence après démodulation

Dans le cas particulier de la figure 5.1, les différentes densités spectrales de bruit contribuant au niveau de bruit, e_{nBF} , apparaissant après démodulation sont :

- $e_{n_{Rpol-BF}}$ associée au bruit thermique basse fréquence de la résistance de polarisation statique de la diode, R_{pol} ,
- $e_{n_{Rdem}}$ associée au bruit thermique de la résistance R_{dem} en sortie de détecteur,
- $e_{n_{Ampl}}$ associée au bruit de l'amplificateur d'instrumentation *INA163* situé en fin de chaîne.

Quatre sources de bruit doivent être considérées pour évaluer $e_{n_{Ampl}}$. Il s'agit des sources de bruit de tension et de courant (modèle $e_n - i_n$) de l'amplificateur d'instrumentation, de la source de bruit de la résistance, R_{gain} , ainsi que de la source de bruit de l'étage de sortie de densité spectrale, $e_{n_{INA-S}}$. Ainsi :

$$e_{n_{Ampl}}^2 = 4k_B T_{emp} R_{gain} + e_{n_{INA}}^2 + \frac{e_{n_{INA-S}}^2}{G_{INA}^2} + i_{n_{INA}}^2 (R_{dem}^2 + 1000^2) \quad (5.6)$$

où les valeurs de $e_{n_{INA}}$, $i_{n_{INA}}$ et $e_{n_{INA-S}}$ sont données au tableau 5.1 et G_{INA} est le gain de l'amplificateur d'instrumentation.

De plus :

$$e_{n_{Rdem}}^2 = 4k_B T_{emp} R_{dem} \quad (5.7)$$

et

$$e_{n_{Rpol-BF}}^2 = 4k_B T_{emp} R_{pol} \quad (5.8)$$

puisque les fluctuations basses fréquences sont transmises sans modification au travers de la diode.

Finalement, e_{nBF} , apparaissant après démodulation, s'écrit :

$$e_{nBF}^2 = e_{nRdem}^2 + e_{nRpol-BF}^2 + e_{nAmpl}^2. \quad (5.9)$$

Bruit total en sortie de la chaîne de mesure

Les coefficients de démodulation associés à la chaîne de détection, k_{en} et k_b , sont ceux d'un détecteur crête (cas n°5 du tableau 4.3 avec $M = 1$). Soit :

$$k_b \approx \frac{V_g}{2} \frac{|Z_{21}(\omega_p, B_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g} \left(\frac{|S_{\Omega_{21}}(\omega_p)|}{|Z_{21}(\omega_p, B_p)|} - \frac{|S_{\Omega_{11}}(\omega_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g} \right) \quad (5.10)$$

$$\approx \frac{V_g}{2} \frac{|S_{\Omega_{21}}(\omega_p)|}{|Z_{11}(\omega_p, B_p)| + R_g} \quad (5.11)$$

et

$$k_{en} = 1/\sqrt{2} \quad (5.12)$$

La densité spectrale de bruit, $e_{n_{total}}$, en sortie de chaîne est donnée par l'équation (4.24) intégrant les expressions des différentes contributions en bruit données par les équations (5.1), (4.15), (5.2), (5.6) et (5.9). Après simplification, elle s'exprime par :

$$e_{n_{total}}^2 = k_{en}^2 \left\{ G_{buffer}^2 G_{filtre}^2 \left[\left(\frac{Z_{21}(\omega_p, B_p)}{Z_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 e_{ng}^2 + e_{nQ}^2 \right] + e_{nf}^2 \right\} \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} & + e_{nBF}^2 + k_b^2 g_B^2 i_{n_{Buffer}}^2 \\ & = 2 \left\{ G_{buffer}^2 G_{filtre}^2 \left[\left(\frac{Z_{21}(\omega_p, B_p)}{Z_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 (e_{n1}^2 + e_{nR_g}^2) + e_{nth}^2 + \frac{e_{nR_2}^2}{G_{buffer}^2} \right. \right. \\ & \quad + e_{n_{buff}}^2 + e_{nR_1}^2 + i_{n_{buff}}^2 R_1^2 + i_{n_{buff}}^2 \left(Z_{22}(\omega_p, B_p) - \frac{Z_{12}(\omega_p, B_p) Z_{21}(\omega_p, B_p)}{Z_{11}(\omega_p, B_p) + R_g} \right)^2 \Big] \\ & \quad \left. + e_{nRpol-HF}^2 + G_{filtre}^2 e_{nRf}^2 \right\} + e_{nRdem}^2 + e_{nRpol-BF}^2 + e_{nAmpl}^2 + k_b^2 g_B^2 i_{n_{buff}}^2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Finalement, le bruit équivalent en champ de la chaîne de mesure, en T/\sqrt{HZ} , est donné par :

$$b_n^2 = \frac{e_{n_{total}}^2}{k_b^2} \quad (5.15)$$

5.1.2 Caractérisation

A partir des caractéristiques de la matrice impédance $[Z]$ de l'élément sensible, il est possible de prédire les performances en bruit en fonction du point de fonctionnement en champ B_p . Ainsi, la sensibilité en champ, S_v , est donnée à la figure 5.4 pour une amplitude d'excitation $V_g = 10 V_p$ (correspondant à un courant d'excitation de 13 mA). La valeur maximale obtenue pour un point de fonctionnement en champ, B_p , proche de 20 μT est d'environ 150 kV/T. Le niveau de bruit équivalent en champ, b_n , est donné à la figure 5.5. Pour un point de fonctionnement en champ compris entre $-20 \mu\text{T}$ et $+20 \mu\text{T}$, des performances en bruit de l'ordre de 500 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ sont attendues en zone de bruit blanc.

La figure 5.6 détaille les contributions de chacune des sources de bruit considérées dans le modèle. Comme lors de la configuration utilisée au chapitre précédent, il apparaît que la source de bruit dominante est liée au générateur d'excitation. En choisissant judicieusement le point de fonctionnement en champ, cette contribution peut être réduite ($B_p \approx 0 \mu\text{T}$). Dans un tel cas, un ensemble de sources de bruit (associées à e_{nQ} , e_{nRdem} , e_{nbuff} , e_{nINA} , $e_{nRpol-HF}$, $e_{nRpol-BF}$ et e_{nR1}) contribue au niveau de bruit global de la chaîne. Parmi celles-ci, la contribution du bruit de Johnson lié à la partie résistive de la bobine du quadripôle est majoritaire.

La figure 5.7 illustre les densités spectrales de bruit mesurées pour la chaîne de mesure considérée et pour différentes amplitudes d'excitation, V_g . Elles sont exprimées en sortie de chaîne (en V/ $\sqrt{\text{Hz}}$) ainsi qu'en bruit équivalent en champ (en T/ $\sqrt{\text{Hz}}$). La courbe en pointillé illustre le niveau de bruit lié uniquement à l'électronique de conditionnement. Celle-ci est obtenue en remplaçant l'élément sensible de référence par un échantillon fantôme. Ce dernier est constitué d'un pont diviseur d'impédance équivalente, permettant d'obtenir la même amplitude de porteuse en entrée de l'étage d'adaptation. La sensibilité en champ mesurée pour une excitation $I_{ac} = 13 \text{ mA}$ correspond bien à la valeur maximale prédite par le modèle (environ 150 kV/T). Les performances en bruit sont, quant à elles, légèrement réduites par rapport aux prédictions. Ainsi, le niveau de bruit mesuré en zone de bruit blanc avoisine les 700 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$, au lieu des 500 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ attendus. Les densités spectrales de bruit laissent apparaître également un fort niveau de bruit excédentaire en $1/f$ à basse fréquence. Il semble que ce dernier soit un bruit perçu comme un bruit d'origine magnétique. En effet, contrairement au niveau de bruit blanc, ce bruit en $1/f$ est indépendant de la sensibilité. Or, l'amplitude de la porteuse en entrée de l'étage d'adaptation étant similaire dans chacune des trois mesures présentées, le bruit en tension imputable au générateur d'excitation devrait être identique et son équivalent en champ devrait donc dépendre de la sensibilité. De plus, ce bruit est supérieur au bruit de l'électronique seul (mesuré avec l'échantillon fantôme). Parmi les sources de bruit magnétiques, celle liée au terme $g_B i_{nbuff}$ est trop faible pour être significative

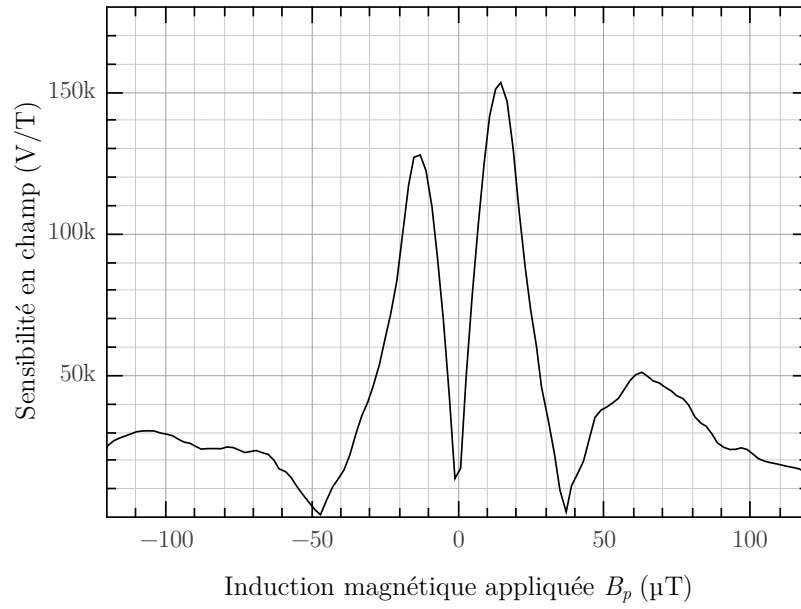


FIGURE 5.4 Sensibilité en champ, S_v (en V/T), de la chaîne de mesure optimisée en fonction du point de fonctionnement en champ B_p , pour une amplitude d'excitation $V_g = 10$ Vp (correspondant à un courant d'excitation de 13 mA).

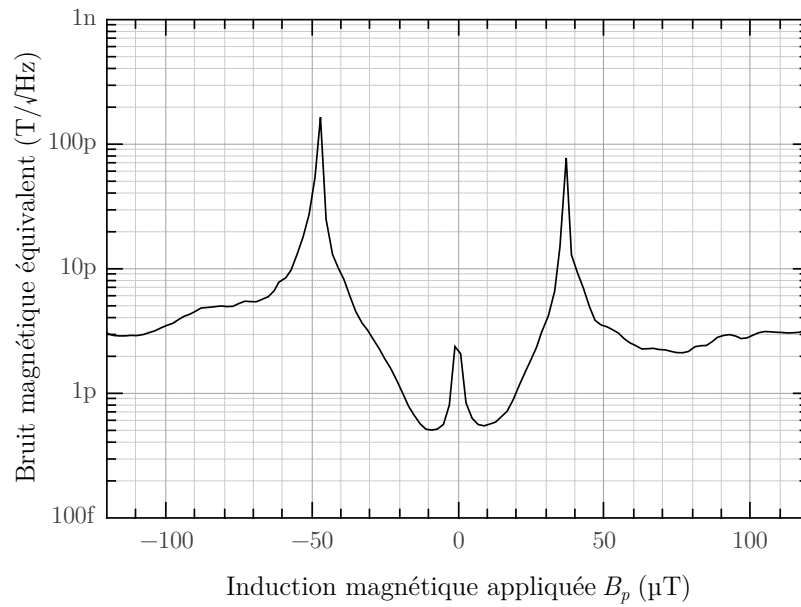


FIGURE 5.5 Niveau de bruit équivalent en champ attendu (en $T/\sqrt{\text{Hz}}$) en fonction du point de fonctionnement en champ B_p , pour une amplitude d'excitation $V_g = 10$ Vp (correspondant à un courant d'excitation de 13 mA).

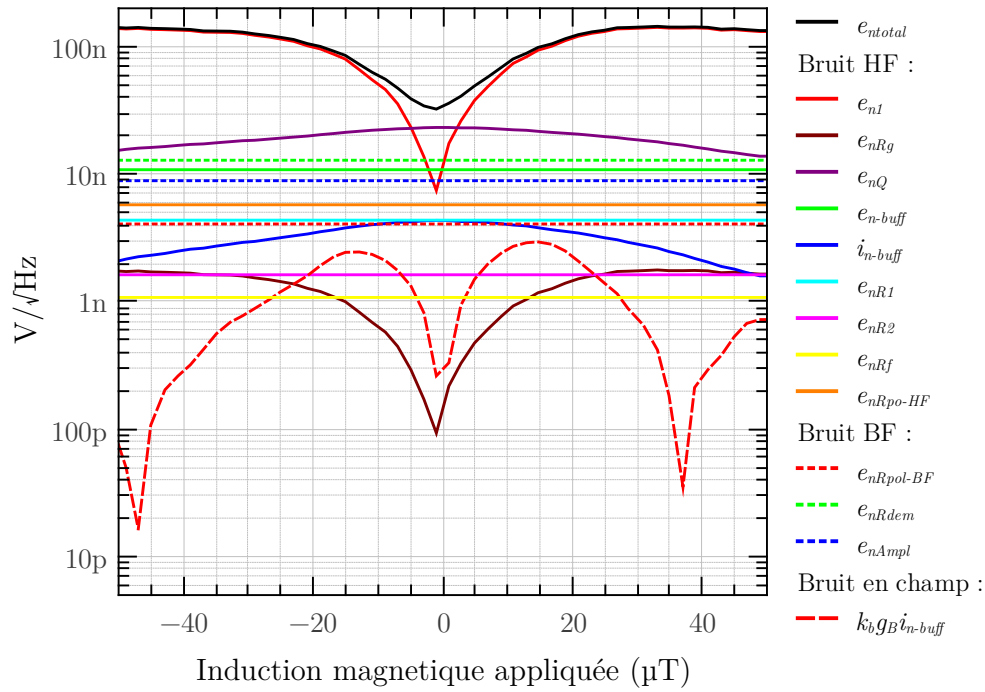


FIGURE 5.6 Détail des contributions de chacune des sources de bruit présentes dans la chaîne de mesure, exprimées en sortie de chaîne après démodulation, en fonction du point de fonctionnement en champ. L'amplitude d'excitation V_g est de 10 Vp, correspondant à un courant d'excitation de 13 mA.

(62 fT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz), il est alors possible d'attribuer ce bruit à celui du capteur. Cependant, le niveau observé est bien supérieur à celui attendu. D'après la figure 5.6, il peut être envisagé que ce bruit soit induit par la partie résistive de la bobine (e_{nQ}). Néanmoins, sa dépendance n'est pas attendue en $1/f$ comme observé et son équivalent en champ devrait dépendre de la sensibilité. Des mesures de spectre de cohérence, utilisant deux chaînes de mesure identiques et séparées en amont ou en aval de l'élément sensible, confirment l'hypothèse d'un bruit magnétique induit par le capteur.

5.2 Mise en œuvre et évaluation des performances du magnétomètre

Comme nous l'avons vu à la section 1.2, la réponse en champ des dispositifs MIG est fortement non-linéaire. Il est alors peu réaliste de parler de magnétomètre tant que ces dispositifs ne sont pas mis en œuvre dans un système contre-réactionné en champ. Cette section s'intéresse à la réalisation pratique et à la caractérisation d'un magnétomètre à MIG, intégrant une contre-réaction en champ.

5.2.1 Conception

Afin de réaliser le magnétomètre à proprement parler, la chaîne de mesure optimisée, détaillée à la section précédente, est maintenant intégrée dans un système complet mettant en œuvre une contre-réaction en champ telle que décrite à la section 1.2.1. Le schéma du magnétomètre ainsi obtenu est exposé à la figure 5.8.

La chaîne directe est réalisée à partir de la chaîne de mesure optimisée précédente (qui constitue le bloc T_d de la figure 1.3) et d'un bloc intégrateur. Le signal de sortie, v_s , est prélevé en sortie de ce dernier. La présence de l'intégrateur dans la chaîne directe assure l'absence d'erreur statique. Le réglage de la tension continue apparaissant sur l'entrée inverseuse du montage intégrateur permet de compenser la composante continue présente sur le signal en sortie du bloc T_d . Cette composante continue est liée au point de fonctionnement en champ statique de la MIG (premier terme du membre de droite de l'équation 1.17). Le réglage de cet offset permet alors, de manière équivalente, d'ajuster ce point de fonctionnement en champ du système.

Le bouclage du signal de sortie vers l'entrée, réalisant la contre-réaction, s'effectue au travers de la chaîne de retour. La conversion tension vers champ magnétique, T_r , de cette chaîne est assurée tout d'abord par la résistance, R_{cr} , convertissant la tension de sortie en un courant. Ensuite, la circulation de ce courant au travers d'une bobine induit le champ

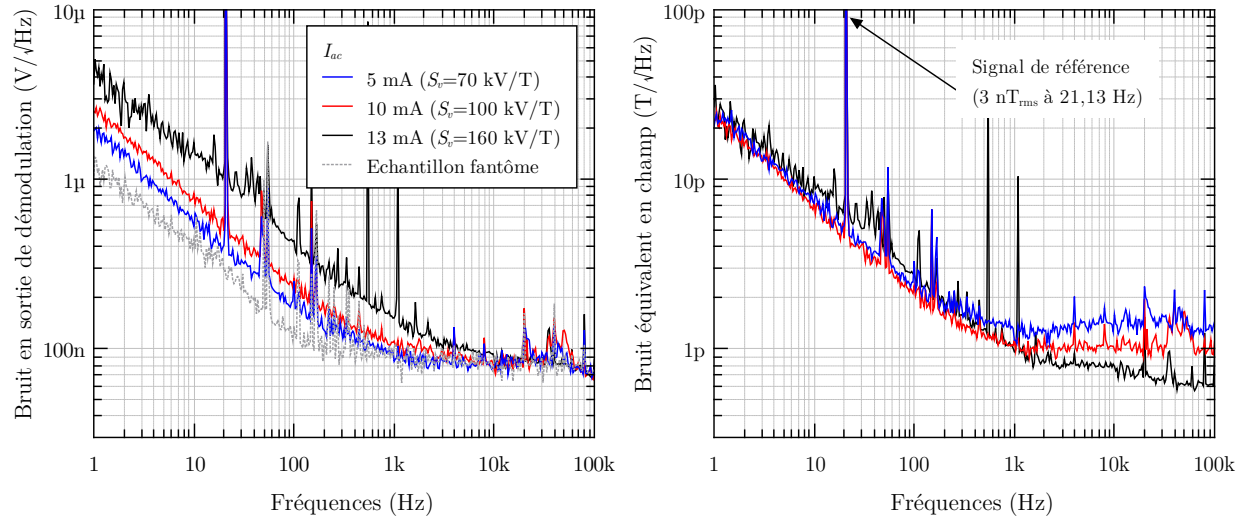


FIGURE 5.7 Densités spectrales de bruit en sortie de chaîne (à gauche) et équivalentes en champ exprimées en sortie de capteur (à droite), mesurées pour des amplitudes d'excitation $V_g = 10, 7, 5$ et $3,75$ Vp (correspondant à des amplitudes de courants d'excitation $I_{ac} = 13, 10$ et 5 mA respectivement). La raie visible à 20 Hz correspond au signal en champ de référence. L'amplitude de ce signal en sortie de chaîne de mesure permet de vérifier la bonne sensibilité en champ du capteur.

de contre-réaction, B_{cr} . L'élément sensible joue alors le rôle de comparateur entre le champ magnétique externe, B_{ext} , et le champ de contre-réaction, B_{cr} , s'y opposant. En pratique, il est possible d'envisager deux types de bobine de contre-réaction. La première est une bobine externe englobant l'intégralité de l'élément sensible. Cette solution ne vient en aucun cas modifier la chaîne directe. La seconde, plus élégante, consiste à réutiliser la bobine de détection en y faisant circuler le courant basse fréquence issu de la contre-réaction. La figure 5.8 illustre cette dernière solution en particulier. Néanmoins, cette réalisation introduit une impédance en parallèle de la bobine de détection (correspondant à l'impédance de sortie de l'ensemble intégrateur- R_{cr}). Elle modifie alors la chaîne directe et peut dégrader ses performances.

En fonction du type de bobine de contre-réaction employé, le choix de la résistance R_{cr} permet de fixer le transfert en champ de la chaîne de retour, T_r . Nous rappelons ici que la sensibilité en champ du magnétomètre est donnée par l'inverse du gain, T_r , de la chaîne de retour, tant que la condition $T_d \gg 1/T_r$ est vraie (équation 1.13).

5.2.2 Performances

Ces deux types de contre-réaction ont été réalisés et caractérisés. Leurs performances sont présentées et comparées à celles d'un magnétomètre fluxgate commercial (*Bartington*

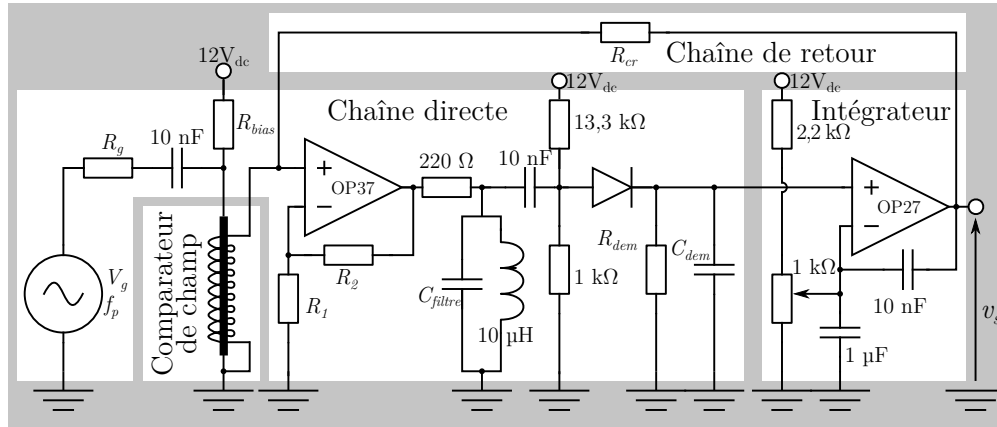


FIGURE 5.8 Schéma électrique du magnétomètre. Les rectangles blancs identifient les différents blocs fonctionnels en relation avec la figure 1.3. En pratique, nous utilisons les valeurs de composants suivantes : $R_g = 750 \Omega$, $R_{bias} = 2,2 \text{ k}\Omega$ (induisant $I_{dc} = 6 \text{ mA}$), $R_1 = 100 \Omega$, $R_2 = 500 \Omega$, $C_{filtre} = 2,2 \text{ nF}$, $R_{dem} = 10 \text{ k}\Omega$ et $C_{dem} = 100 \text{ nF}$. La résistance R_{cr} est ajustée en fonction de la bobine de contre-réaction utilisée afin d'obtenir le transfert de chaîne de retour, T_{cr} , souhaité. Le courant d'excitation circulant dans l'élément sensible est de 13 mA (soit $V_g = 10 \text{ V}_p$) à 1 MHz . Une illustration du magnétomètre réalisé est donnée en figure C.1.

MAG03).

Dans le cas de la contre-réaction en champ via une bobine externe, cette dernière est constituée d'un solénoïde de longueur 5 cm et de diamètre 4 cm . Ces dimensions permettent d'englober l'intégralité de l'échantillon et de son support. Le transfert en champ de ce solénoïde est d'environ 2 mT/A . Cette configuration permet aisément de valider le comportement du magnétomètre sans modifier les caractéristiques de la chaîne directe.

Le système utilisant la bobine de détection permet quant à lui de donner un exemple de réalisation allant vers les systèmes intégrés et compacts.

Bruit et bande passante du magnétomètre

La figure 5.9a illustre les fonctions de transfert des deux types de magnétomètre à MIG réalisés.

Dans le cas de l'utilisation d'une bobine externe, la résistance R_{cr} est fixée à $1 \text{ k}\Omega$. Ainsi, la sensibilité du magnétomètre attendue (donnée par l'inverse du gain de la chaîne de retour $T_r = B_{cr}/V_s = \frac{R_{cr}}{2 \text{ mT/A}}$) est d'environ 500 kV/T . La sensibilité mesurée est de 490 kV/T , correspondant à la valeur attendue (à 2%). La bande passante, à -3 dB , est proche de 90 kHz .

Dans la seconde configuration, la génération du champ de contre-réaction est effectuée directement par la bobine de détection. La résistance de contre-réaction R_{cr} vaut cette fois

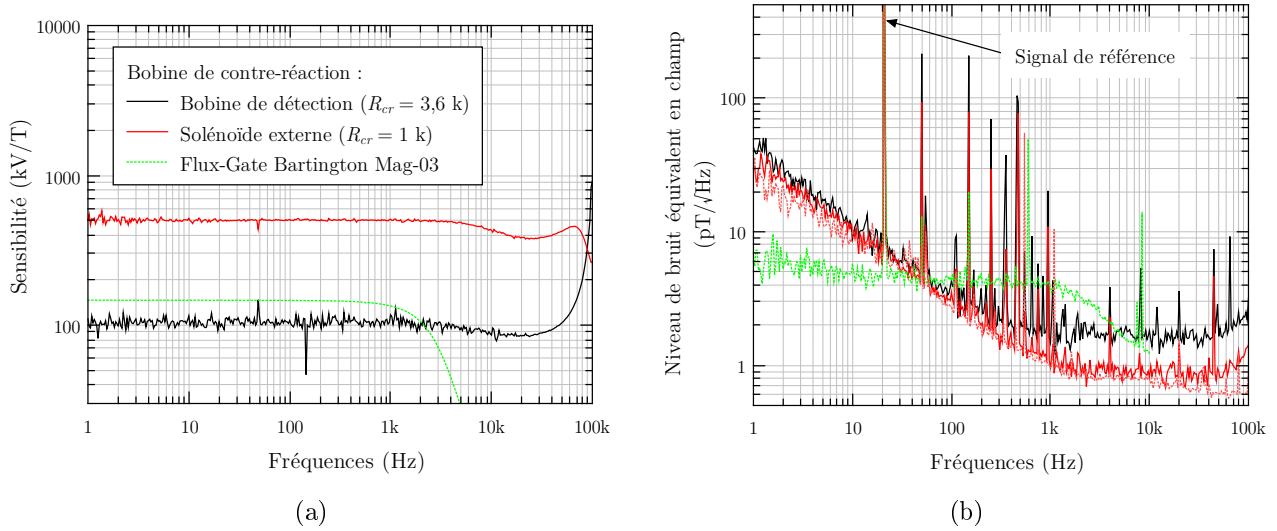


FIGURE 5.9 Fonction de transfert (a) et niveau de bruit équivalent en champ (b) du magnétomètre MIG réalisé, pour les deux types de bobine de contre-réaction utilisés. Pour mémoire, la courbe en pointillé rouge du graphique (b) reprend le niveau de bruit équivalent en champ mesuré en boucle ouverte (figure 5.7).

3,6 k Ω . La sensibilité mesurée du magnétomètre est de 100 kV/T dont il est possible de déduire un transfert correspondant de la bobine de 36 mT/A. Cette valeur est à comparer à la valeur de $g_B = 48$ mT/A, estimée à la figure 4.2 de la section 4.1.1, ou à la valeur théorique attendue de 50 mT/A pour un bobinage de même type. La bande passante à -3 dB est d'environ 70 kHz.

Les niveaux de bruit équivalents en champ sont donnés sur la figure 5.9b. Dans le cas de la bobine externe, le niveau de bruit est légèrement inférieur à $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc et un fort bruit en $1/f$ est présent à basse fréquence. Cette densité spectrale de bruit est très proche de celle mesurée en boucle ouverte (figure 5.7), validant ainsi le fonctionnement du système et sa compréhension.

Dans le cas de l'utilisation de la bobine de détection, les performances en zone de bruit blanc sont dégradées. En effet, le comportement de la chaîne directe est modifié par l'utilisation d'une même bobine pour la détection et la contre-réaction.

Excursion maximale et dynamique du système

L'amplitude maximale du champ magnétique mesurable est limitée par la tension maximale de sortie de l'étage intégrateur.

Dans le cas de l'utilisation la bobine externe, celle-ci est de $\pm 20 \mu\text{T}$. Cette amplitude n'est alors pas suffisante pour compenser la composante statique du champ terrestre. Ceci donne

une dynamique de mesure de $126 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz .

Dans la seconde configuration, le transfert de la bobine de détection, beaucoup plus élevé que celui de la bobine externe, autorise une plus forte amplitude maximale de champ mesurable. L'excursion atteint alors $\pm 100 \mu\text{T}$, ce qui donne une dynamique de mesure de $140 \text{ dB}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz .

Vitesse de variation maximale en champ (slew-rate)

Le slew-rate définit la vitesse de variation maximale en champ que peut reproduire le magnétomètre et s'exprime en T/s . La mesure de celle-ci est effectuée en observant la réponse du magnétomètre lorsqu'il est soumis à une brusque variation de champ magnétique.

Les figures 5.10a et 5.10b illustrent l'obtention de cette caractéristique (variations de champ croissante et décroissante) pour les deux types de contre-réaction réalisés. Lors de l'utilisation de la bobine externe, nous obtenons un slew-rate d'environ 117 mT/s . Dans le cas de l'utilisation de la bobine de détection, son transfert plus élevé autorise une fois de plus de meilleures performances et nous obtenons un slew-rate de 450 mT/s .

Conclusion

Cette section a permis de montrer la réalisation pratique d'un magnétomètre à MIG. Les différentes caractéristiques des deux types de magnétomètre envisagés sont résumées au tableau 5.2. À des fins de comparaison, nous indiquons également les performances d'un magnétomètre fluxgate commercial (*Bartington MAG03*). Nous constatons ici que notre magnétomètre est capable de rivaliser sur l'ensemble des caractéristiques exposées.

En effet, la bande passante affichée par les magnétomètres à MIG est grandement supérieure à celle du fluxgate, ce dernier étant limité par sa fréquence d'excitation du matériau magnétique. Les performances en zone de bruit blanc sont également favorables à nos magnétomètres. Néanmoins, ils sont fortement pénalisés à basse fréquence par la présence d'un important bruit en $1/f$.

Concernant la sensibilité et l'excursion maximale, ces caractéristiques sont globalement proches pour les différents magnétomètres comparés.

	Niveau de						Dimension du capteur
	Sensibilité	Bande- passante	Niveau de bruit à 1 Hz	Niveau de bruit en zone de bruit blanc	Excursion maximale	Dynamique Slew-rate	
	kV/T	Hz	pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$	μT	dB/Hz	mT/s	$l \times \varnothing$ en mm
CR par solénoïde externe ($R_{cr} = 1 \text{ k}\Omega$) CR par bobine de détection ($R_{cr} = 3, 6 \text{ k}\Omega$) Fluxgate Bartington MAG-03IEL70 (faible bruit) [110] ^b	490	DC à 90 kHz	35	0, 9	± 20	126 ^a	50 × 40
	100	DC à 70 kHz	35	1, 5	± 100	140 ^a	25 × 3
	143	DC à 3 kHz	< 6	< 6	± 70	141 ^a	30 × 8

TABLEAU 5.2 Comparaison des performances des magnétomètres mis en œuvre avec celles d’un magnétomètre commercial.

^a. Par rapport au niveau de bruit à 10 Hz.

^b. Ce modèle correspond aux courbes présentées sur la figure 5.9, il existe néanmoins un modèle plus récent permettant d’obtenir une plus grande dynamique.

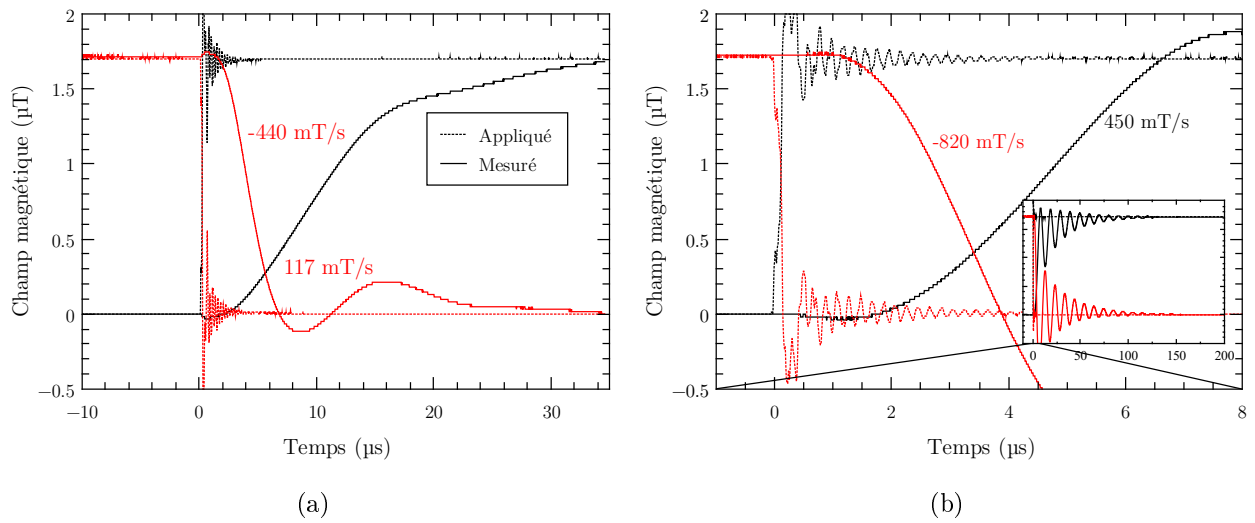


FIGURE 5.10 Évaluation du slew-rate du magnétomètre dans le cas de l'utilisation d'une bobine de contre-réaction externe (a) ou de la bobine de détection (b). Les courbes en pointillé correspondent au champ magnétique appliqué, présentant une brusque variation de type échelon. Les courbes en traits pleins illustrent la réponse de chaque magnétomètre à cette brusque variation de champ. Il apparaît que le slew-rate est différent suivant que l'on considère des variations croissante ou décroissante.

Conclusion générale

Le travail de thèse synthétisé dans ce manuscrit a été consacré à l'optimisation d'un magnétomètre à base de micro-fils à magnéto-impédance géante. Ce sujet nécessite des investigations allant de la science des matériaux à l'électronique de systèmes faible bruit. De par sa pluridisciplinarité, il a été effectué en cotutelle entre l'Université de Caen Basse-Normandie (laboratoire GREYC) et l'École Polytechnique de Montréal (Laboratoire de Magnétisme) et donnera lieu à une bi-diplomation des deux établissements. Cette cotutelle a été soutenue par une bourse du programme Frontenac d'aide à la mobilité des étudiants en cotutelle de thèse Franco-Québécoise.

Le premier chapitre a permis de résumer la problématique. Il a exposé les mécanismes physiques mis en jeu dans l'effet MIG et les principes de base relatifs à sa mise en œuvre comme magnétomètre. Le fort potentiel des matériaux MIG pour la magnétométrie à haute sensibilité est exposé lors de l'étude bibliographique. Celle-ci justifie également l'intérêt de ce travail de recherche en révélant que peu de travaux s'intéressent aux performances en bruit qui limitent ultimement le plus petit champ magnétique détectable par le magnétomètre, alors qu'il s'agit d'un critère essentiel pour la qualification des instruments de mesure. Les résultats issus de travaux antérieurs ont permis alors de dégager deux axes de recherche privilégiés : l'augmentation de la sensibilité en champ du matériau polarisé (exprimée en V/T) et la réduction du bruit provenant de l'électronique de conditionnement. L'originalité du travail effectué ici réside dans la prise en compte de la globalité de la chaîne d'instrumentation, de la physique du matériau MIG jusqu'à sa mise en œuvre finale, avec pour objectif l'augmentation des performances du système, notamment en terme de bruit. Ce manuscrit est une synthèse du travail réalisé, abordé au travers de trois grands volets interdépendants dont chacun contribue aux retombées sur les pistes d'optimisation.

Le premier des trois volets est consacré au matériau sensible à effet MIG. Il présente tout d'abord la description d'un modèle simplifié de la sensibilité en champ. Les prédictions de ce dernier sont ensuite confrontées aux sensibilités en champ mesurées d'une série de différents échantillons MIG. Contrairement à la plupart des études qui utilise un facteur de mérite purement « matériau », l'originalité de cette étude réside dans la prise en compte de la sensibilité en tension (exprimée en V/T), intégrant alors l'amplitude du courant d'excitation optimale. Cette dernière est un paramètre intrinsèque à chaque échantillon, dont l'importance cruciale est particulièrement bien illustrée. Il résulte, de la confrontation entre le modèle et l'expérience, qu'aucun des micro-fils testés ne présente un caractère idéal. S'y ajoute également une forte inhomogénéité intrinsèque des matériaux engendrant des pro-

blèmes de reproductibilité des performances. La prise en compte de l'amplitude d'excitation optimale permet néanmoins de compenser la dispersion des résultats. Cette confrontation permet finalement de valider le modèle simplifié de la sensibilité, apportant alors un cadre utile à l'optimisation du matériau, notamment par l'augmentation du rapport¹ $M_s\rho$. La comparaison des échantillons entre eux, quant à elle, met en lumière une relative similitude des propriétés physiques et des performances, à tel point qu'il n'est pas évident d'en identifier un qui surpasse fortement les autres. La sélection finale d'un échantillon en particulier est alors effectuée sur la base d'un compromis entre bonnes performances en sensibilité et facilité d'emploi.

Dans le second volet, nous nous sommes intéressés à l'apport de la structure quadripôle qui apparaît plus distinctement lorsque les dispositifs MIG sont associés à une bobine de capture. La modélisation de la réponse en champ de cette structure confirme l'accroissement de la sensibilité lié à l'utilisation d'une bobine possédant un grand nombre de tours et permet de valider l'intérêt du bobinage. L'apport principal de ce travail est la prise en compte de la capacité parasite apparaissant aux bornes de la bobine. Celle-ci est le principal facteur limitant l'utilisation d'un grand nombre de tours de la bobine de détection et l'accroissement de la sensibilité. Sa présence implique également l'existence d'une fréquence d'excitation optimale propre à chaque élément sensible qu'il convient de déterminer préalablement à une mise en œuvre.

Dans le troisième et dernier volet de ce travail de recherche, concernant le conditionnement électronique du magnétomètre, nous avons développé un modèle de bruit permettant de prédire et d'analyser les performances en bruit du système en fonction des paramètres de mise en œuvre. Cette modélisation a tout d'abord validé l'intérêt de la structure quadripôle lorsque l'intégration du dispositif dans un système complet est considérée. Elle a également permis d'éclairer le choix du type de démodulation à employer et de révéler l'effet de la distorsion du signal sur le niveau de bruit résultant en sortie. Un éclairage important a également été apporté sur le choix du point de fonctionnement en champ, permettant de réduire la contribution des sources de bruit apparaissant en amont de l'élément sensible.

Cette compréhension globale des trois volets nous permet alors de faire des choix optimaux sur la mise en œuvre, en fonction des limitations pratiques rencontrées. Un magnétomètre optimisé, issu de ces choix, a été réalisé et affiche des performances honorables avec des niveaux de bruit en champ autour de $30\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz et inférieurs à $1\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc. Bien que l'origine du bruit excédentaire à basse fréquence soit encore à clarifier, les performances en zone de bruit blanc sont toujours limitées par l'électronique de conditionnement. Ceci indique que les limites fondamentales des dispositifs à effet MIG ne

1. Nous rappelons que M_s désigne l'aimantation à saturation et ρ la résistivité.

sont pas encore atteintes et ouvre sur une éventuelle poursuite du travail.

Ce travail laisse entrevoir de nouvelles perspectives de recherche permettant l'obtention d'un matériau optimisé, issues de l'analyse du modèle simple de la sensibilité. Ceci concerne l'augmentation du rapport $M_s\rho$, cité précédemment, et la minimisation de l'importance de l'anisotropie pouvant être compensée par l'augmentation de l'amplitude d'excitation optimale. Le modèle pourrait être lui-même affiné car plusieurs paramètres importants semblent toujours dissimulés. En particulier, la dépendance en fréquence du champ critique, H_c , et son évolution par rapport aux défauts et aux contraintes mécaniques ne sont pas totalement explicitées. Enfin, il serait intéressant d'envisager une validation du modèle simple de la sensibilité sur une gamme plus hétérogène de matériaux, et de l'étendre à la structure quadripôle. En effet, cette extension permettrait de vérifier les hypothèses sur l'optimisation du matériau lorsqu'une bobine de détection est utilisée.

Une étude de l'effet du courant d'excitation et la prise en compte des phénomènes non-linéaires dans le quadripôle complet sont également envisageables. Par ailleurs, une meilleure compréhension de l'origine de la capacité parasite, C_p , et de son évolution en fonction du nombre de tours de la bobine semble également nécessaire afin d'envisager sa réduction et la réalisation de bobines optimales. Le modèle physique du quadripôle est également perfectible, il conviendrait ainsi de poursuivre le travail de modélisation en tenant compte de la propagation des champs électro-magnétiques dans les différents milieux constituant l'élément sensible.

Les performances en bruit étant toujours limitées par l'électronique de conditionnement, il convient de s'interroger sur l'optimisation de cette dernière. Ainsi, il est possible d'envisager la mise en œuvre d'un type d'excitation différent, notamment par courant pulsé permettant de limiter le bruit d'amplitude issu de l'oscillateur. Cette solution devra cependant intégrer un contrôle précis de l'amplitude du courant d'excitation. Il est également souhaitable d'envisager une fréquence d'excitation plus élevée afin d'accroître l'amplitude de l'effet MIG. Dans ce cas, la diminution de la capacité parasite du bobinage est nécessaire afin de conserver un nombre de tours de bobine élevé. Cette augmentation de fréquence suggère également le remplacement de l'étage d'adaptation actuel par une électronique plus rapide, sans toutefois dégrader ses performances en bruit.

Finalement, l'ensemble de ce travail a montré l'interdépendance des contraintes des différents volets sur l'optimisation de la mise en œuvre d'un magnétomètre à MIG. Ceci renforce l'intérêt d'une étude systémique globale de l'ensemble de la chaîne de mesure. Dans notre cas, celle-ci permet, en intégrant les trois volets, de prédire les performances finales en bruit directement à partir des caractéristiques physiques des échantillons et de l'électronique de mise en œuvre.

Cette approche systémique du travail d'optimisation débouche sur de très bonnes performances en niveau de bruit équivalent en champ, qui atteignent les $700 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc, pour le capteur magnétique en boucle ouverte, et les $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour le magnétomètre final.

Références

- [1] J. CLARKE, *Applications of superconductivity*, chap. 1, SQUID fundamentals, p. 1 – 62. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [2] M. KNOBEL et K. PIROTA, « Giant magnetoimpedance : concepts and recent progress », *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 242, p. 33–40, 2002.
- [3] M. KNOBEL, M. VÁZQUEZ et L. KRAUS, « Giant magnetoimpedance », *Handbook of magnetic materials*, vol. 15, p. 497–563, 2003.
- [4] M. PHAN et H. PENG, « Giant magnetoimpedance materials : Fundamentals and applications », *Progress in Materials Science*, vol. 53, no. 2, p. 323–420, 2008.
- [5] L. DING, S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, L. G. C. MELO, A. YELON et D. MENARD, « Equivalent Magnetic Noise Limit of Low-Cost GMI Magnetometer », *IEEE Sensors Journal*, vol. 9, no. 2, p. 159–168, 2009.
- [6] C. DOLABDJIAN, A. QASIMI et C. CORDIER, « Applied magnetic sensing : a long way », in *Sensors, 2003. Proceedings of IEEE*, vol. 1, 2003.
- [7] P. RIPKA *et al.*, *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech house, 2001.
- [8] L. DING, S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, P. CIUREANU, L. G. C. MELO, A. YELON et D. MÉNARD, « Intrinsic giant magnetoimpedance noise reduction by dc bias », *Sensor Letters*, vol. 5, p. 176–179, 2007.
- [9] D. MÉNARD, D. SEDDAOUI, L. G. C. MELO, A. YELON, B. DUFAY, S. SAEZ et C. DOLABDJIAN, « Perspectives in Giant Magnetoimpedance Magnetometry », *Sensor Letters*, vol. 7, no. 3, p. 339–342, 2009.
- [10] D. MAKHNOVSKIY, L. PANINA et D. MAPPS, « Measurement of field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy », *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 4804, 2000.
- [11] D. P. MAKHNOVSKIY, L. V. PANINA et D. J. MAPPS, « Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy : Helical and circumferential », *Physical Review B*, vol. 63, no. 14, p. 144424–144441, 2001.
- [12] L. KRAUS, « Off-diagonal magnetoimpedance in stress-annealed amorphous ribbons », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, p. e746–e749, 2008.
- [13] E. P. HARRISON, G. L. TURNEY et H. ROWE, « Electrical properties of wires of high permeability », *Nature*, vol. 135, no. 3423, p. 961, 1935.

- [14] E. P. HARRISON, G. L. TURNEY, H. ROWE et H. GOLLOP, « The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 157, no. 891, p. 451–479, 1936.
- [15] K. MOHRI, T. KOHSAWA, K. KAWASHIMA, H. YOSHIDA et L. V. PANINA, « Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires », *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 28, no. 5, p. 3150–3152, 1992.
- [16] K. MOHRI, K. KAWASHIMA, T. KOHZAWA et H. YOSHIDA, « Magneto-inductive element », *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 29, no. 2, p. 1245–1248, 1993.
- [17] L. PANINA et K. MOHRI, « Magneto-impedance effect in amorphous wires », *Applied physics letters*, vol. 65, no. 9, p. 1189–1191, 1994.
- [18] K. V. RAO, F. B. HUMPHREY et J. L. COSTA-KRAMER, « Very large magneto-impedance in amorphous soft ferromagnetic wires », *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 10, p. 6204–6208, 1994.
- [19] R. BEACH et A. BERKOWITZ, « Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire », *Applied physics letters*, vol. 64, no. 26, p. 3652–3654, 1994.
- [20] D. SEDDAOUI, D. MÉNARD, B. MOVAGHAR et A. YELON, « Nonlinear electromagnetic response of ferromagnetic metals : Magnetoimpedance in microwires », *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 8, p. 083916, 2009.
- [21] L. LANDAU et E. LIFSHITZ, *Electrodynamics of continuous media*. Pergamon Press, Oxford, 1960.
- [22] D. SEDDAOUI, D. MÉNARD, P. CIUREANU et A. YELON, « Second harmonic of nonlinear magnetoimpedance in amorphous magnetic wires with helical anisotropy », *Journal of applied physics*, vol. 101, p. 093907, 2007.
- [23] L. V. PANINA, K. MOHRI, K. BUSHIDA et M. NODA, « Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys », *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 10, p. 6198–6203, 1994.
- [24] L. PANINA, K. MOHRI, T. UCHIYAMA, M. NODA et K. BUSHIDA, « Giant magneto-impedance in co-rich amorphous wires and films », *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 31, no. 2, p. 1249–1260, 1995.
- [25] A. YELON, D. MENARD, M. BRITEL et P. CIUREANU, « Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent », *Applied Physics Letters*, vol. 69, p. 3084, 1996.
- [26] F. MILSAN, *Cours d'électronique*, vol. IV in *Collection E.E.A.* Eyrolles, 1975.

- [27] J.-P. PÉREZ, C. LAGOUTE, J.-Y. FOURNIOLS et S. BOUHOURS, *Électronique Fondements et Applications*. Dunod, 2006.
- [28] L. MELO, D. MÉNARD, A. YELON, L. DING, S. SAEZ et C. DOLABDJIAN, « Optimization of the magnetic noise and sensitivity of giant magnetoimpedance sensors », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 3, p. 033903–033903, 2008.
- [29] S. SANDACCI, D. MAKHNOVSKIY, L. PANINA, K. MOHRI et Y. HONKURA, « Off-diagonal impedance in amorphous wires and its application to linear magnetic sensors », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, p. 3505–3511, 2004.
- [30] L. KRAUS, S. KANE, M. VÁZQUEZ, G. RIVERO, E. FRAGA, A. HERNANDO et J. BANDARIAN, « Tensor components of the magnetization in a twisted fe-rich amorphous wire », *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 10, p. 6952–6954, 1994.
- [31] I. SASADA, « Orthogonal fluxgate mechanism operated with dc biased excitation », *Journal of Applied Physics*, vol. 91, p. 7789–7791, 2002.
- [32] E. PAPERNO, « Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 116, no. 3, p. 405–409, 2004.
- [33] M. BUTTA et P. RIPKA, « Pulse excitation of coil-less fluxgate », in *Sensors, 2008 IEEE*, p. 379–382, IEEE.
- [34] L. KRAUS, M. MALATEK et M. DVORAK, « Magnetic field sensor based on asymmetric inverse Wiedemann effect », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 142, p. 468–473, 2008.
- [35] B. DUFAY, S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, D. SEDDAOUI, A. YELON et D. MÉNARD, « Improved GMI sensors using strongly-coupled thin pick-up coil », *Sensors Letters*, vol. 7, no. 3, p. 334–338, 2009.
- [36] E. SILVA, L. GUSMÃO, C. BARBOSA, E. MONTEIRO et F. MACHADO, « High sensitivity giant magnetoimpedance (gmi) magnetic transducer : magnitude versus phase sensing », *Measurement Science and Technology*, vol. 22, p. 035204, 2011.
- [37] Y. NAKAMURA, T. UCHIYAMA, C. CAI et K. MOHRI, « Pwm-type amorphous wire cmos ic magneto-impedance sensor having high-temperature stability », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 11, p. 3981–3984, 2008.
- [38] I. GIOUROUDI, H. HAUSER, L. MUSIEJOVSKY et J. STEURER, « Giant magnetoimpedance sensor integrated in an oscillator system », *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 8, p. 08D906, 2006.
- [39] P. DELOOZE, L. V. PANINA et D. J. MAPPS, « AC Biased Sub-Nano-Tesla Magnetic Field Sensor for Low-Frequency Applications Utilizing Magnetoimpedance in Multi-layer Films », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 10, p. 3652–3654, 2005.

- [40] M. MALATEK, P. RIPKA et L. KRAUS, « Double-core GMI current sensor », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 10, p. 3703–3705, 2005.
- [41] N. FRY, D. MAKHNOVSKIY, L. PANINA, S. SANDACCI, D. MAPPS et M. AKHTER, « Off-diagonal magnetoimpedance in NiFe-Au-NiFe layered film and its application to linear magnetic sensors », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, p. 3358–3367, sept. 2004.
- [42] S. YABUKAMI, H. MAWATARI, O. SHIMOE et K. ARAI, « Phase detection of high-frequency carrier-type thin-film sensor », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 39, no. 5 Part 2, p. 3196–3198, 2003.
- [43] K. BUSHIDA et K. MOHRI, « Sensitive magneto-inductive effect in amorphous wires using high-pass filter and micro field sensor », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 30, no. 6, p. 4626–4628, 1994.
- [44] K. MOHRI, T. UCHIYAMA, L. SHEN, C. CAI, L. PANINA, Y. HONKURA et M. YAMAMOTO, « Amorphous wire and cmos ic-based sensitive micromagnetic sensors utilizing magnetoimpedance (mi) and stress-impedance (si) effects », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, p. 3063–3068, 2002.
- [45] M. MALÁTEK et L. KRAUS, « Off-diagonal gmi sensor with stress-annealed amorphous ribbon », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 164, no. 1–2, p. 41–45, 2010.
- [46] Y. GELIANG, B. XIONGZHU, X. CHAO et X. HONG, « Design of a gmi magnetic sensor based on longitudinal excitation », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 161, no. 1–2, p. 72–77, 2010.
- [47] Y. GELIANG, B. XIONGZHU, Y. BO, L. YUNLONG et X. CHAO, « Differential-type GMI magnetic sensor based on longitudinal excitation », *IEEE Sensors Journal*, vol. 11, no. 10, p. 2273–2278, 2011.
- [48] T. UCHIYAMA, S. NAKAYAMA, K. MOHRI et K. BUSHIDA, « Biomagnetic field detection using very high sensitivity magnetoimpedance sensors for medical applications », *physica status solidi (a)*, vol. 206, no. 4, p. 639–643, 2009.
- [49] M. BUTTA et P. RIPKA, « Linearity of pulse excited coil-less fluxgate », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 10, p. 4455–4458, 2009.
- [50] S. YABUKAMI, K. KATO, Y. OHTOMO, T. OZAWA et K. I. ARAI, « A thin film magnetic field sensor of sub-pt resolution and magnetocardiogram (mcg) measurement at room temperature », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, p. 675–678, 2009.

- [51] S. S. YOON, P. KOLLU, D. Y. KIM, G. W. KIM, Y. CHA et C. G. KIM, « Magnetic sensor system using asymmetric giant magnetoimpedance head », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 6, p. 2727–2729, 2009.
- [52] F. ALVES, L. A. RACHED, J. MOUTOUSSAMY et C. COILLOT, « Trilayer gmi sensors based on fast stress-annealing of fcsbunb ribbons », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 142, no. 2, p. 459–463, 2008.
- [53] F. ALVES, J. MOUTOUSSAMY, C. COILLOT, L. ABI RACHED et B. KAVIRAJ, « Performances of a high sensitive trilayer f/cu/f gmi sensor », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 145, p. 241–244, 2008.
- [54] F. ALVES, B. KAVIRAJ, L. A. RACHED, J. MOUTOUSSAMY et C. COILLOT, « Performances of a newly high sensitive trilayer f/cu/f gmi sensor », in *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International*, p. 2581–2584, 2007.
- [55] M. KUZMINSKI, K. NESTERUK et H. LACHOWICZ, « Magnetic field meter based on giant magnetoimpedance effect », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 141, no. 1, p. 68–75, 2008.
- [56] K. NESTERUK, M. KUZMINSKI et H. K. LACHOWICZ, « Novel magnetic field meter based on giant magnetoimpedance (gmi) effect », *Sensors & Transducers Magazine*, vol. 65, p. 515–20, 2006.
- [57] S. YABUKAMI, H. MAWATARI, N. HORIKOSHI, Y. MURAYAMA, T. OZAWA, K. ISHIYAMA et K. ARAI, « A design of highly sensitive gmi sensor », *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 290, p. 1318–1321, 2005.
- [58] C. M. CAI, K. USAMI, M. HAYASHI et K. MOHRI, « Frequency-modulation-type mi sensor using amorphous wire and cmos inverter multivibrator », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 1, p. 161–163, 2004.
- [59] K. BUSHIDA, K. MOHRI et T. UCHIYAMA, « Sensitive and quick response micro magnetic sensor using amorphous wire MI element colpitts oscillator », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, p. 3134–3136, 1995.
- [60] S. SAEZ, *Magnétomètres - Gradiomètres à capteurs supraconducteurs à haute température critique. Mise en oeuvre dans un cryogénérateur portable à tube pulsé*. Thèse doctorat, Université de Caen, 2000.
- [61] D. ATKINSON et P. T. SQUIRE, « Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, no. 5, p. 3364–3366, 1997.

- [62] F. MACHADO et S. REZENDE, « A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys », *Journal of applied physics*, vol. 79, no. 8, p. 6558–6560, 1996.
- [63] D. de COS, A. GARCÍA-ARRIBAS et J. M. BARANDIARÁN, « Experimental evidence of ferromagnetic resonance in magnetoimpedance measurements », *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 10, p. 3649–3651, 2005.
- [64] J. M. BARANDIARAN, A. GARCIA-ARRIBAS et D. DE COS, « Transition from quasi-static to ferromagnetic resonance regime in giant magnetoimpedance », *Journal of applied physics*, vol. 99, p. 103904, 2006.
- [65] T. MORIKAWA, Y. NISHIBE, H. YAMADERA, Y. NONOMURA, M. TAKEUCHI, J. SAKATA et Y. TAGA, « Enhancement of giant magneto-impedance in layered film by insulator separation », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 32, no. 5, p. 4965–4967, 1996.
- [66] N. USOV, A. ANTONOV et A. LAGAR'KOV, « Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy », *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 185, no. 2, p. 159–173, 1998.
- [67] D. MÉNARD, M. BRITEL, P. CIUREANU et A. YELON, « Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor », *Journal of applied physics*, vol. 84, p. 2805, 1998.
- [68] D. MÉNARD et A. YELON, « Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires », *Journal of Applied Physics*, vol. 88, p. 379, 2000.
- [69] L. G. C. MELO, D. MÉNARD, P. CIUREANU et A. YELON, « Influence of surface anisotropy on magnetoimpedance in wires », *Journal of applied physics*, vol. 92, no. 12, p. 7272–7280, 2002.
- [70] L. MELO, D. MÉNARD, P. CIUREANU, A. YELON et R. COCHRANE, « Coupled core-shell model of magnetoimpedance in wires », *Journal of applied physics*, vol. 95, p. 1331, 2004.
- [71] T. GILBERT, « A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials (réédition) », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 6, p. 3443–3449, 2004.
- [72] C. E. PATTON, « Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals », *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 26, no. 8, p. 925–935, 1976.
- [73] D. MÉNARD, G. RUDKOWSKA, L. CLIME, P. CIUREANU, A. YELON, S. SAEZ, C. DO-LABDJIAN et D. ROBBES, « Progress towards the optimization of the signal-to-noise ratio in giant magnetoimpedance sensors », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 129, no. 1-2, p. 6–9, 2006.

- [74] L. MELO, D. MÉNARD, A. YELON, L. DING, S. SAEZ et C. DOLABDJIAN, « Formalism to optimize magnetic noise in giant magnetoimpedance-based devices », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 6, p. 2992–2994, 2007.
- [75] J. COEY, *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [76] L. DING, S. SAEZ et C. DOLABDJIAN, « Low frequency giant magnetoimpedance magnetometer noise versus electronic conditioning », *Sensor Letters*, vol. 5, p. 248–251, 2007.
- [77] L. DING, S. NABILY, S. SAEZ, J. GIERALTOWSKI et C. DOLABDJIAN, « Investigation of giant magnetoimpedance magnetic noise comparison », *Sensor Letters*, vol. 5, p. 171–175, 2007.
- [78] L. KRAUS, « Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy », *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 195, no. 3, p. 764–778, 1999.
- [79] D. SEDDAOUI, *Mesure et modélisation de la magnétoimpédance non linéaire dans les conducteurs magnétiques cylindriques*. Thèse doctorat, Ecole Polytechnique de Montréal, 2009.
- [80] B. DUFAY, S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, A. YELON et D. MÉNARD, « Physical properties and sensitivity of GMI microwires », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2011. En cours d'arbitrage.
- [81] J. STROM-OLSEN et P. RUDKOWSKI, « Ferromagnetic fibers having use in electronical article surveillance and method of making same », 26 mars 1991. Brevets US5003291.
- [82] H. CHIRIAC et T. A. ÓVÁRI, « Amorphous glass-covered magnetic wires : preparation, properties, applications », *Progress in materials Science*, vol. 40, no. 5, p. 333–407, 1996.
- [83] I. OGASAWARA et S. UENO, « Preparation and properties of amorphous wires », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 31, no. 2, p. 1219–1223, 1995.
- [84] L. P. CARIGNAN, R. W. COCHRANE et D. MÉNARD, « Design of a compensated signal rod for low magnetic moment sample measurements with a vibrating sample magnetometer », *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, p. 035107, 2008.
- [85] L.-P. CARIGNAN, C. LACROIX, A. OUIMET, M. CIUREANU, A. YELON et D. MENARD, « Magnetic anisotropy in arrays of Ni, CoFeB, and Ni/Cu nanowires », *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 2, p. 023905, 2007.
- [86] L. NÉEL, « La loi d'approche en $a : H$ et une nouvelle théorie de la dureté magnétique », *Journal de Physique et le Radium*, vol. 9, no. 5, p. 184–192, 1948.

- [87] W. BROWN, « The Effect of Dislocations on Magnetization Near Saturation », *Physical Review*, vol. 60, no. 2, p. 139–147, 1941.
- [88] H. KRONMÜLLER, « Magnetization processes and the microstructure in amorphous metals », *Le Journal de Physique Colloques*, vol. 41, no. C8, p. 618–625, 1980.
- [89] C. KITTEL, *Physique de l'état solide*. Dunod, 7 éd., 1998.
- [90] CHARLES P. POOLE, *Electron Spin Resonance : A Comprehensive Treatise on Experimental Techniques*. Dover Publications, 2nde éd., 1997.
- [91] L. KRAUS, « Theory of ferromagnetic resonances in thin wires », *Czechoslovak Journal of Physics*, vol. 32, no. 11, p. 1264–1282, 1982.
- [92] C. KITTEL, « On the theory of ferromagnetic resonance absorption », *Physical Review*, vol. 73, p. 155–161, Jan 1948.
- [93] J. VAN VLECK, « Ferromagnetic resonance », *Physica*, vol. 17, no. 3-4, p. 234–252, 1951.
- [94] V. BOUCHER et D. MÉNARD, « Effective magnetic properties of arrays of interacting ferromagnetic wires exhibiting gyromagnetic anisotropy and retardation effects », *Physical Review B*, vol. 81, no. 17, p. 1–21, 2010.
- [95] P. GAROCHE et A. MALOZEMOFF, « Approach to magnetic saturation in sputtered amorphous films : Effects of structural defects, microscopic anisotropy, and surface roughness », *Physical Review B*, vol. 29, no. 1, p. 226–231, 1984.
- [96] S. PAL, N. MANIK et A. MITRA, « Dependence of frequency and amplitude of the ac current on the gmi properties of co based amorphous wires », *Materials Science and Engineering : A*, vol. 415, no. 1-2, p. 195–201, 2006.
- [97] M. VÁZQUEZ, « Giant magneto-impedance in soft magnetic "Wires" », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 226-230, p. 693–699, 2001.
- [98] C. TANNOUS et J. GIERALTOWSKI, « Giant magneto-impedance and its applications », *Journal of Materials Science : Materials in Electronics*, vol. 15, no. 3, p. 125–133, 2004.
- [99] B. DUFAY, S. SAEZ, C. DOLABDJIAN, A. YELON et D. MÉNARD, « Impact of electronic conditioning on the noise performance of a two-port network giant magnetoimpedance magnetometer », *IEEE Sensors Journal*, vol. 11, no. 6, p. 1317–1324, 2011.
- [100] A. MASSARINI, M. K. KAZIMIERCZUK et G. GRANDI, « Lumped parameter models for single-and multiple-layer inductors », in *27th annual IEEE Power electronics specialists conference*, vol. 1, p. 295–301, 1996.
- [101] A. MASSARINI et M. KAZIMIERCZUK, « Self-capacitance of inductors », *IEEE Transactions on Power Electronics*, vol. 12, no. 4, p. 671–676, 1997.

- [102] M. KAZIMIERCZUK, G. SANCINETO, G. GRANDI, U. REGGIANI et A. MASSARINI, « High-frequency small-signal model of ferrite core inductors », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 35, no. 5, p. 4185–4191, 1999.
- [103] E. SASSIER, *Magnétomètres à précession libre de noyaux d'³He et à jonction josephson. Contribution à la réalisation d'une référence de champ magnétique*. Thèse doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2000.
- [104] Z. ZHAO, X. LI, J. FAN, H. SEET, X. QIAN et P. RIPKA, « Comparative study of the sensing performance of orthogonal fluxgate sensors with different amorphous sensing elements », *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 136, p. 90–94, 2007.
- [105] J. RUTMAN, « Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources : Fifteen years of progress », *Proceedings of the IEEE*, vol. 66, no. 9, p. 1048–1075, 1978.
- [106] F. DE COULON, *Théorie et traitement des signaux*, vol. 6 in *Traité d'électricité*. Presse de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.
- [107] T. LEE et A. HAJIMIRI, « Oscillator phase noise : a tutorial », *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 35, p. 326–336, 2000.
- [108] Hewlett-Packard Co., *Function / Arbitrary waveform generator HP 33120A User's Guide*, 1994.
- [109] Signal Recovery Co., *Low Noise Voltage Preamplifier EG&G model 5113 data sheet*.
- [110] Bartington Instruments Ltd, *Mag-03, Three-axis magnetic field sensors*.

Annexe A

Caractérisation de l'impédance en régime linéaire

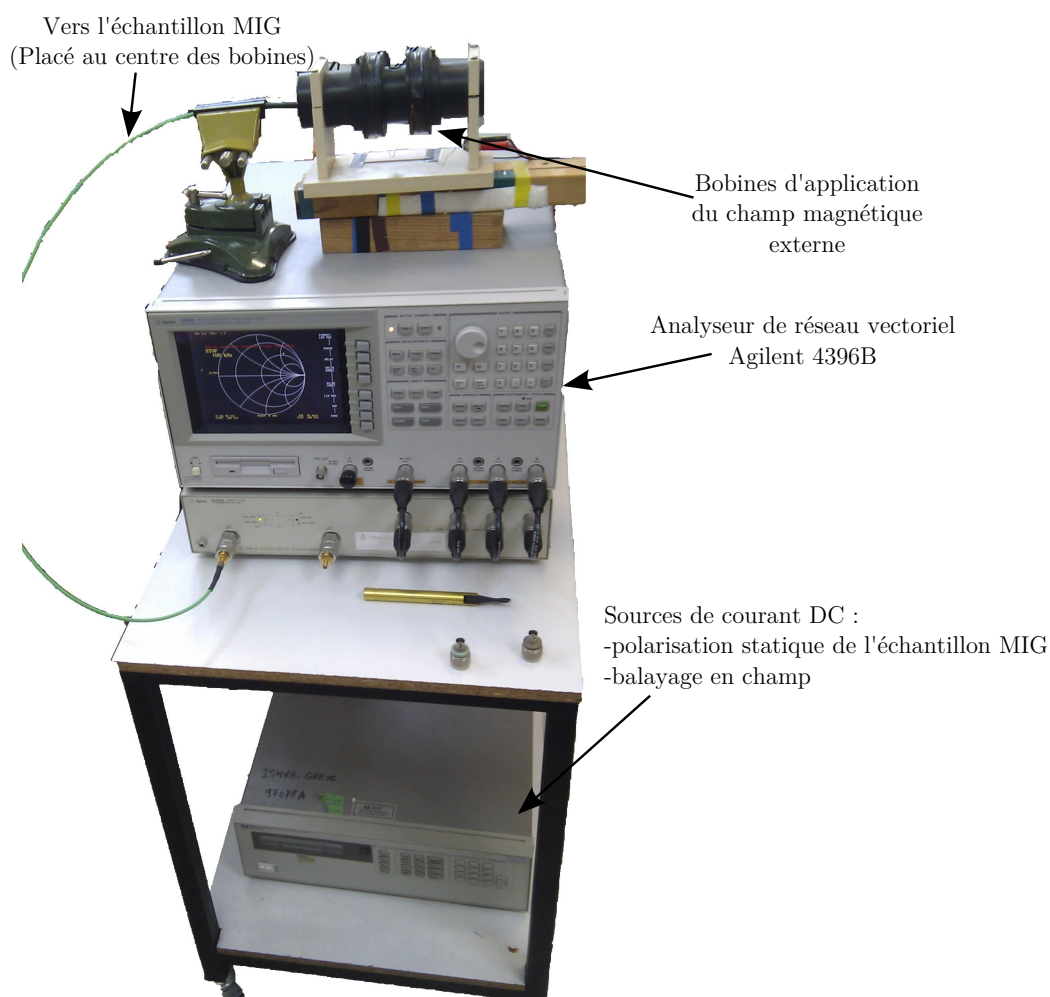


FIGURE A.1 Illustration du banc de mesure MIG permettant d'obtenir les courbes d'impédance en fonction du champ magnétique. Cette illustration correspond au schéma de principe donné en figure 2.8.

Annexe B

Exemple de câblage typique d'un élément sensible

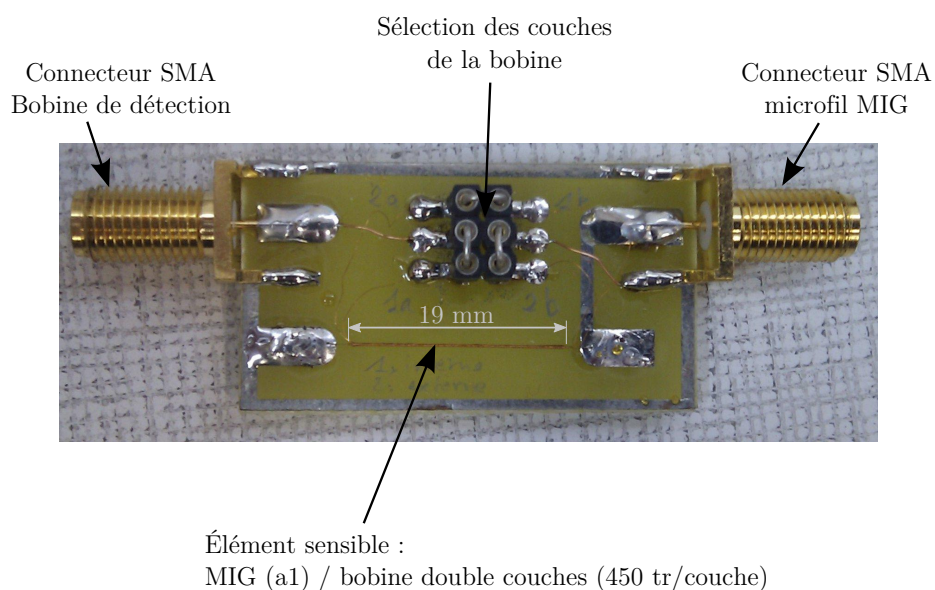


FIGURE B.1 Illustration d'un élément sensible typique câblé sur son porte-échantillon.

Annexe C

Circuit électronique du magnétomètre

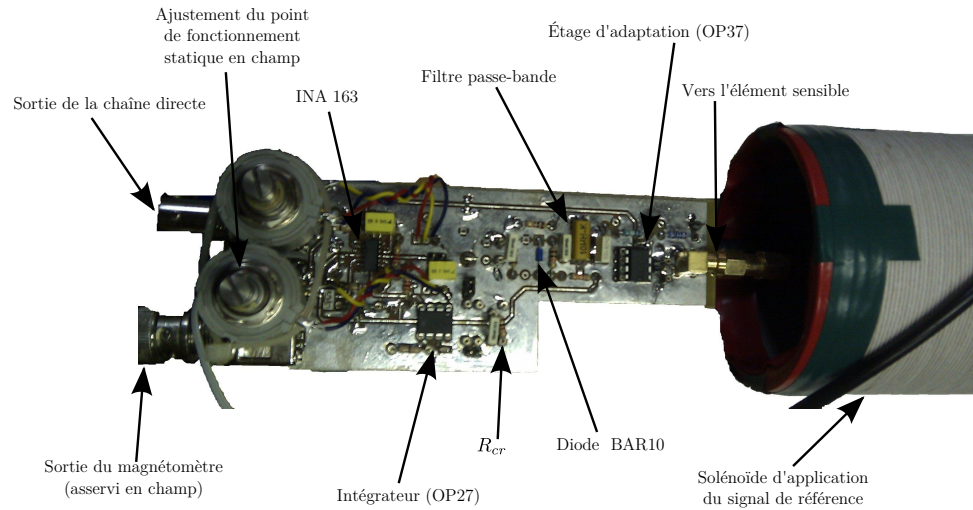


FIGURE C.1 Illustration du circuit électronique du magnétomètre optimisé réalisé. Le schéma de ce montage est donné en figure 5.8.

Annexe D

Chambre blindée amagnétique



FIGURE D.1 Chambre blindée amagnétique utilisée lors de la caractérisation des performances en bruit.